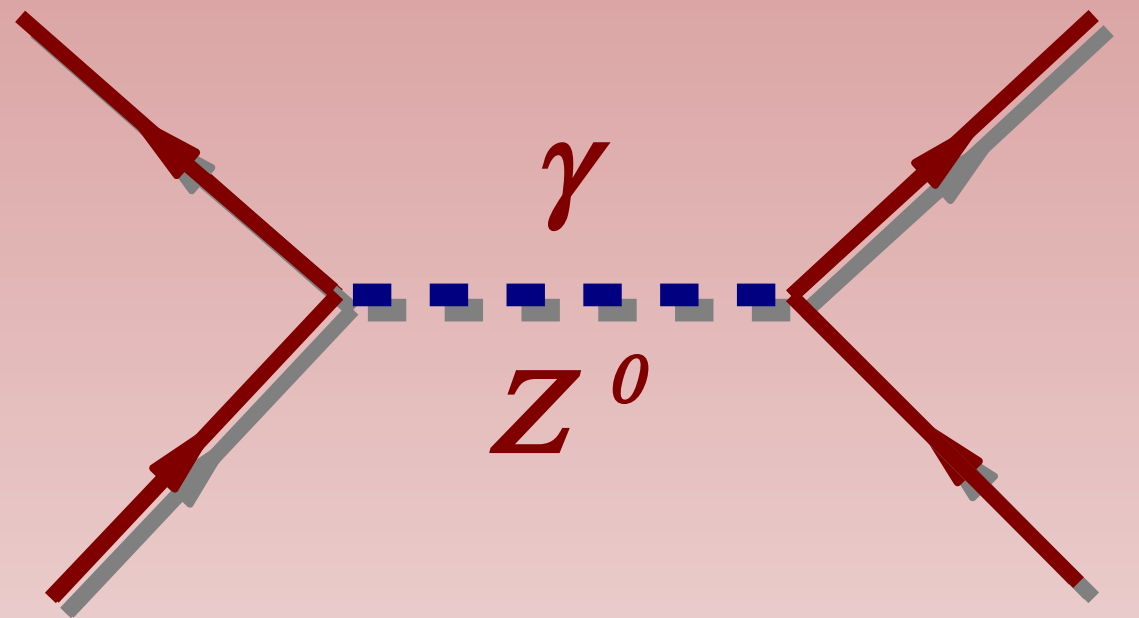


# Violación de paridad en dispersión elástica y cuasielástica de electrones por nucleones y núcleos



**Raúl González Jiménez**

Memoria de Tesis Doctoral

Raúl González Jiménez



Violación de paridad en dispersión  
elástica y cuasielástica de electrones  
por nucleones y núcleos



*Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear*

*Facultad de Física*

*UNIVERSIDAD DE SEVILLA*

Raúl González Jiménez



# Violación de paridad en dispersión elástica y cuasielástica de electrones por nucleones y núcleos



*Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear  
Facultad de Física  
Universidad de Sevilla*

Memoria de Tesis Doctoral realizada por  
*Raúl González Jiménez*  
para optar al grado de Doctor en Física.

Trabajo dirigido por *Dr. Juan Antonio Caballero Carretero.*

Sevilla 2014



# Agradecimientos

Estando en el último curso de la carrera vi un anuncio en la facultad de una beca para hacer el doctorado sobre el tema “sistemas de fermiones fuertemente correlacionados”. Por aquellos tiempos mis preocupaciones se limitaban a los exámenes, prácticas de laboratorio, fines de semana y, por supuesto, los sistemas de fermiones fuertemente correlacionados. La verdad es que no tenía ni idea de qué iba eso del doctorado. Hablé con Pepe Arias, el buen director de este departamento, quien me instó a terminar la carrera en Agosto si quería optar a la beca. Terminé con prisas y agobios los 82 créditos que me quedaban (es lo que pasa cuando se dejan las cosas para el último momento) y, así, comencé el doctorado ese mismo año.

Con esto del doctorado me ha ocurrido lo mismo que, según dice Ernesto Sábato, pasa con la vida: “Lástima que cuando uno empieza a aprender el oficio de vivir ya hay que morir”. Aquí, en este tocho de casi 250 páginas os presento mi tesis doctoral, la culminación de más de cuatro años de trabajo. Estas breves líneas están dedicadas a toda esa gente que ha hecho posible directa o indirectamente la finalización de esta etapa de mi carrera.

Comenzaré por mi director de tesis, Juan Antonio, el precursor de este trabajo. A él le agradezco, porque me he beneficiado de ello, su dedicación sincera y apasionada por la investigación y la honradez en su trabajo, algo admirable y destacable en cualquier profesional. En lo personal, no me cansaré de agradecerle la paciencia y el optimismo al tratar todas mis dudas, errores y preocupaciones. Además de darme la confianza y libertad necesarias para trabajar con independencia. Sin duda, un excelente director de tesis.

Antes de hacer mi primera estancia en Boston, T. W. Donnelly era para mí sólo un nombre que curiosamente aparecía en casi todos los artículos que leía. Ahora, después de los 6 meses que pasé allí con motivo de varias estancias, le estaré eternamente agradecido por haberme recibido de forma desinteresada y por haber compartido conmigo un poquito de su profunda sabiduría sobre la física. Decir también que él es, en buena parte, responsable de la Parte II de esta tesis. Por supuesto, mil gracias por su hospitalidad y la de su mujer, Barbara, ambos han contribuido a que tenga un recuerdo inolvidable de mi corta experiencia Americana.

“En principio, la investigación necesita más cabezas que medios” decía Severo Ochoa. A lo largo de estos cuatro años he tenido el placer de conocer a muchas jóvenes cabezas

de mi generación, algunas de ellas brillantes. Debido a que no hay medios para pagar a esas cabezas he visto como poco a poco muchos de mis compañeros han ido abandonando España o la investigación. Como dedicar es gratis, a todos ellos, con la humildad del sentenciado, también les dedico esta tesis.

Podría dar gracias al Ministerio por concederme la beca FPI de la cual he sido beneficiario. Sin embargo, considero más justo dar las gracias, por un lado, a los funcionarios que eficientemente allí trabajan para que todo funcione. Y por el otro, a todos esos contribuyentes anónimos que con el pago de sus impuestos hacen posible, entre otras muchas cosas, la formación de jóvenes científicos en España. Gracias a todos ellos.

Cómo no, palabras de agradecimiento a todos mis colegas becarios de la Universidad de Sevilla, a los que siguen y a los que terminaron. Sin ellos esto hubiese sido muchísimo más aburrido...

Finalmente, y en especial, gracias a mi familia. Gracias a Carmen por acompañarme en algunos viajes, por escuchar mis ensayos (sobre temas apasionantes para ella) con absoluta atención y, sobre todo, por estar presente en los buenos y malos momentos. Gracias a mi hermana y hermano porque ya no me llaman “el cabezón” sino “el listo”. Gracias a mis padres por el amor incondicional que recibo de ellos cada día.

*A mis padres y a Quirón,  
por enseñarme tantas cosas*





**Resumen de la tesis doctoral presentada por**  
**Raúl González Jiménez**  
**con título**

*“Violación de paridad en dispersión elástica y cuasielástica de electrones  
por nucleones y núcleos”*

Los nucleones no son partículas puntuales, están constituidos por quarks que interactúan entre sí mediante el intercambio de gluones. Los gluones pueden convertirse en pares quark-antiquark dando lugar al denominado *mar de quarks*. La Cromodinámica Cuántica (QCD) es la teoría fundamental que describe la interacción fuerte; sin embargo, debido a la complejidad de la dinámica quark-gluon, QCD no permite la obtención de resultados analíticos en la región de interés para la Física Nuclear a bajo cuadrimomento transferido,  $Q^2$ . Alternativamente, la dinámica interna de los quarks dentro del nucleón puede ser descrita en términos de varias funciones fenomenológicas (factores de forma) que dependen de una única variable escalar:  $Q^2$ . Los factores de forma están relacionados con las distribuciones de carga eléctrica, magnética, axial y axial-vector en el nucleón. El estudio y determinación de estos factores de forma del nucleón puede proporcionar limitaciones para los modelos microscópicos que pretenden describir la estructura del nucleón desde la QCD. Además, los factores de forma son un ingrediente fundamental en la descripción de las secciones eficaces leptón-núcleo/nucleón.

Uno de los principales objetivos de esta Tesis es mejorar el conocimiento actual sobre la estructura del nucleón a través del estudio de los factores de forma. Como herramientas, hemos analizado los procesos de dispersión elástica electrón-nucleón y cuasielástica electrón-núcleo. Estas reacciones proporcionan información sobre los factores de forma electromagnéticos (EM) y los de la corriente débil neutra (WNC).

Los factores de forma EM del nucleón han sido ampliamente estudiados en las décadas pasadas. En esta Tesis hemos recopilado los modelos microscópicos y fenomenológicos más recientes los cuales describen el comportamiento dinámico (dependencia con  $Q^2$ ) de los factores de forma EM. Las predicciones teóricas se han comparado con la mayor parte de los datos experimentales disponibles hasta la fecha. A partir de nuestro análisis concluimos que los factores de forma EM están razonablemente bien descritos.

A pesar de que la interacción electromagnética es dominante en las reacciones electrón-nucleón/núcleo, es decir, procesos en los cuales se conserva la paridad, el electrón también es sensible a la interacción débil neutra, la cual no conserva la paridad. Debido a la intensidad de la interacción débil (varios órdenes de magnitud menor que la electromagnética) para obtener información sobre los factores de forma WNC (asociados a la corriente débil neutra) es esencial analizar observables cuya presencia sea debida de manera inequívoca a procesos que violan la paridad. Así, hemos estudiado el observable llamado *asimetría de violación de paridad* ( $A^{PV}$ ) definido como  $A^{PV} = (\sigma^+ - \sigma^-)/(\sigma^+ + \sigma^-)$  donde  $\sigma^{+/-}$  representa la sección eficaz diferencial (electrón protón o electrón-núcleo) con helicidad del electrón incidente positiva/negativa, respectivamente. El numerador en la asimetría PV es distinto de cero debido a la contribución de las respuestas de interferencia EM-WNC mientras que el denominador es completamente dominado por las respuestas EM.

La asimetría PV asociada al proceso de dispersión elástica electrón-protón, la denominaremos

asimetría PVep, es particularmente sensible a las contribuciones de extrañeza eléctrica y magnética. En esta Tesis hemos estudiado los diferentes ingredientes que forman la asimetría PVep: factores de forma EM, constantes de acoplamiento efectivas de la interacción débil neutra y la dependencia dinámica de los factores de forma WNC. Se ha presentado un análisis estadístico de todos los datos experimentales de la asimetría PVep. Nuestro análisis nos ha permitido extraer la estimación compatible con los datos más precisa hasta la fecha de los factores de forma vector extraños.

Además, presentamos un estudio general de la asimetría PV asociada al proceso de dispersión cuasielástico electrón-núcleo (la llamaremos asimetría PVQE). En este caso, es esencial tener bajo control la dinámica y estructura nuclear antes de extraer información sobre la estructura nucleónica. Para describir el proceso de dispersión cuasielástica electrón-núcleo con violación de paridad hemos empleado diversos modelos basados en la aproximación de impulso (IA). Hemos calculado la asimetría PVQE y hemos evaluado la sensibilidad de este observable frente a los efectos de la interacción de estados finales, la descripción del vértice nuclear (efectos *off-shell* y ambigüedades *gauge*), la contribución de procesos más allá de la IA (corrientes de intercambio de mesones), así como los efectos debidos a la descripción de los factores de forma WNC del nucleón. A partir de nuestro análisis hemos concluido que la asimetría PVQE es un excelente observable para obtener información nucleónica sobre el sector axial-vector de la corriente débil neutra. Específicamente, medidas de la asimetría PVQE para ángulos de dispersión hacia atrás proporcionaría información sobre las correcciones radiativas involucradas en el sector isovector axial-vector de la corriente. Finalmente, hemos encontrado que las respuestas de interferencia EM-WNC cumplen razonablemente bien el *fenómeno de scaling*.

## Abstract

Nucleons are not point like particles, they are made of quarks interacting each other by exchanging gluons. Gluons can be converted into quark-antiquark pairs giving raise to the *sea quark*. Quantum Chromodynamics (QCD) is the fundamental theory that describes the strong interaction; however, due to the complexity of the quark-gluon dynamics, QCD does not allow us to get analytical results in the energy region of interest to Nuclear Physics at low 4-momentum transfer,  $Q^2$ . Alternatively, the internal dynamics of the quarks inside the nucleon can be described in terms of several phenomenological functions (form factors) which depend on a single scalar variable:  $Q^2$ . The form factors are related to the electric, magnetic, axial and axial-vector charge distributions in the nucleon. The study and determination of these nucleon form factors can provide constraints to the microscopic models that aim to describe the nucleonic structure from QCD. Moreover, form factors are a main ingredient for the description of the lepton-nucleus/nucleon cross sections.

One of the main objectives of this PhD Thesis is the improvement of the current knowledge on the structure of the nucleon through the study of the form factors. As tools, we have analyzed elastic electron-nucleon and quasielastic electron-nucleus scattering processes. These reactions provide information on the electromagnetic (EM) and weak neutral current (WNC) form factors.

The electromagnetic form factors of the nucleon have been deeply studied for decades. In this PhD thesis we have compiled the most recent microscopic and phenomenological models which describe the dynamics ( $Q^2$  dependence) behavior of the EM form factors. The theoretical predictions have been compared to most of the experimental data up to date. From this analysis we conclude that the EM form factors of the nucleon are reasonably well described.

Although the electromagnetic interaction is dominant in electron-nucleon/nucleus scattering reactions, i.e., parity conserving processes, the electron feels also the weak (neutral) interaction that does not conserve parity. Due to the strength of the weak interaction (several orders of magnitude lower than the electromagnetic one) to get information on WNC form factors (linked to the weak neutral current) is essential to analyze observables whose presence is due unequivocally to parity violating processes. Thus we have studied the observable called *parity violating asymmetry* ( $\mathcal{A}^{PV}$ ) defined as

$\mathcal{A}^{PV} = (\sigma^+ - \sigma^-)/(\sigma^+ + \sigma^-)$ , where  $\sigma^{+/-}$  represents the differential cross section (electron-proton or electron-nucleus) with positive/negative helicity of the incident electron. The numerator in the PV asymmetry is different from zero due to the contribution of  $\gamma - Z$  interference responses while the denominator is completely dominated by the EM responses.

The PV asymmetry linked to the elastic electron-proton scattering (PVep asymmetry),  $p(\vec{e}, e')p$ , is particularly sensitive to the electric and magnetic strange contributions. In this PhD thesis we have studied the ingredients of the PVep asymmetry: EM form factors, weak effective coupling constants, and the dynamical description of the WNC form factors. An statistical analysis of all PVep asymmetry data has also been presented. From this analysis we have got the highest precision constraint for the vector strange form factor compatible with the experimental data up to date.

We have also presented a general study of the PV asymmetry associated to quasielastic electron-nucleus scattering processes (PVQE asymmetry). In this case, it is essential to have a good control of the nuclear dynamics and nuclear structure before extracting information on the nucleon structure. In order to describe parity violating quasielastic electron-nucleus scattering we have employed several models based on the impulse approximation (IA). We have computed the PVQE asymmetry and have evaluated the sensitivity of this observable with the effects of the final state interaction (FSI), the description of the nuclear vertex (off-shell effects and gauge ambiguities), the contribution from processes beyond IA (meson exchange currents, MEC) and the description of the WNC form factors of the nucleon. From such analyses we have concluded that the PVQE asymmetry is an excellent observable to obtain nucleonic information on the axial-vector sector of the weak neutral current. Specifically, measurements of the PVQE asymmetry at backward scattering angles would provide information on the radiative corrections entering in the isovector axial-vector sector. Finally, we have found that the scaling phenomenon is also accomplished by the interference  $\gamma - Z$  responses.

# Índice general

<b>I</b>	<b>Introducción general</b>	<b>5</b>
<b>1.</b>	<b>Violación de paridad en dispersión de electrones</b>	<b>7</b>
1.1.	Organización del trabajo . . . . .	9
1.2.	Extrañeza en el nucleón . . . . .	10
1.3.	Asimetría de violación de paridad . . . . .	16
1.4.	El hamiltoniano de interacción electrodébil . . . . .	19
<b>II</b>	<b>Dispersión elástica electrón-protón</b>	<b>23</b>
<b>2.</b>	<b>Introduction</b>	<b>25</b>
<b>3.</b>	<b>Introducción</b>	<b>29</b>
<b>4.</b>	<b>Dispersión elástica de electrones por nucleones</b>	<b>33</b>
4.1.	Respuestas hadrónicas y asimetría de violación de paridad . . . . .	37
<b>5.</b>	<b>Estructura hadrónica: factores de forma del nucleón</b>	<b>41</b>
5.1.	Estructura electromagnética del nucleón: $G_{E,M}^{p,n}$ . . . . .	41
5.2.	Descomposición de sabor . . . . .	48
5.3.	Descomposición en términos de los generadores de SU(3) . . . . .	52
5.4.	Factor de forma axial-vector: $G_A$ . . . . .	54
5.5.	Factores de forma vector extraños: $G_{E,M}^s$ . . . . .	56
5.6.	Correcciones radiativas electrodébiles . . . . .	57
<b>6.</b>	<b>Asimetría de violación de paridad (<math>\mathcal{A}^{PV}</math>): análisis de los resultados</b>	<b>61</b>
6.1.	Dependencia con la estructura electromagnética . . . . .	63
6.2.	Dependencia con la estructura axial-vector . . . . .	66
6.3.	Dependencia con la extrañeza del nucleón . . . . .	68
6.4.	Correcciones radiativas . . . . .	76
6.5.	Análisis global de $\mathcal{A}^{PV}$ . . . . .	77

6.5.1. Extrañeza a $ Q^2  = 0.1 \text{ GeV}^2$ . . . . .	82
6.6. Experimento Q-weak . . . . .	84
6.7. Constantes de acoplamiento efectivas de la corriente débil . . . . .	88
6.8. Perspectivas para futuros experimentos . . . . .	91
<b>7. Summary and conclusions</b>	<b>93</b>
<b>8. Resumen y conclusiones</b>	<b>97</b>
<b>III Dispersión cuasielástica electrón-núcleo</b>	<b>101</b>
<b>9. Introduction</b>	<b>103</b>
<b>10. Introducción</b>	<b>109</b>
<b>11. Sección eficaz diferencial del proceso cuasielástico</b>	<b>115</b>
11.1. Cinemática del proceso exclusivo . . . . .	115
11.2. Sección eficaz diferencial exclusiva y funciones de respuesta . . . . .	118
11.3. Proceso inclusivo: sección eficaz y respuestas . . . . .	122
11.4. Aproximación de impulso . . . . .	125
11.5. Aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA) . . . . .	130
<b>12. Análisis de los resultados exclusivos</b>	<b>135</b>
12.1. Respuestas exclusivas de interferencia en RPWIA . . . . .	135
12.1.1. Respuestas nucleónicas de interferencia . . . . .	136
12.1.2. Respuestas hadrónicas de interferencia . . . . .	140
12.2. Interacción de estados finales (FSI) . . . . .	144
12.3. Asimetría de helicidad exclusiva . . . . .	147
12.3.1. Cinemática coplanar: $\phi = 0$ . . . . .	149
12.3.2. Cinemática no coplanar: $\phi \neq 0$ . . . . .	151
<b>13. Análisis de los resultados inclusivos</b>	<b>153</b>
13.1. Asimetría de helicidad inclusiva . . . . .	153
13.1.1. Descomposición de la asimetría . . . . .	154
13.1.2. Análisis del denominador: $\mathcal{G}^2$ . . . . .	157
13.2. FSI y efectos relativistas dinámicos . . . . .	158
13.3. Efectos “off-shell” . . . . .	163
13.4. Estructura del nucleón: factores de forma . . . . .	164
13.4.1. Extrañeza magnética . . . . .	166

13.4.2. Extrañeza eléctrica . . . . .	168
13.4.3. Factor de forma isovector axial-vector . . . . .	170
13.5. “Scaling” en las respuestas de interferencia . . . . .	171
13.6. Asimetría de helicidad inclusiva integrada . . . . .	176
13.7. Intercambio de mesones y corrientes de correlación . . . . .	179
<b>14. Summary and conclusions</b>	<b>183</b>
<b>15. Resumen y conclusiones</b>	<b>187</b>
<b>A. Notación y convenios</b>	<b>193</b>
<b>B. Sección eficaz diferencial del proceso <math>A(\vec{e}, e'N)B</math></b>	<b>197</b>
<b>C. Modelo relativista de campo medio</b>	<b>201</b>
C.1. Función de onda del nucleón ligado . . . . .	205
<b>D. Aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA)</b>	<b>209</b>
D.1. Tensor nucleónico: contribuciones $uu$ . . . . .	212
D.2. Tensor nucleónico: contribuciones $vv$ . . . . .	214
D.3. Tensor nucleónico: contribuciones $wv$ . . . . .	216
<b>E. Definición de las funciones de scaling</b>	<b>223</b>





# Parte I

## Introducción general



# Capítulo 1

## Violación de paridad en dispersión de electrones

La dispersión de electrones por núcleos/nucleones constituye uno de los métodos más eficientes y precisos para determinar la estructura nuclear/hadrónica. Frente a otro tipo de proyectiles, tales como nucleones, fotones o neutrinos, el uso de electrones presenta importantes ventajas. Así, al contrario de los hadrones, para los cuales la interacción fuerte puede resultar dominante haciendo inviable el análisis perturbativo, la interacción del electrón con el núcleo/nucleón es predominantemente electromagnética siendo descrita por la Electrodinámica Cuántica (QED). Asimismo, la energía ( $\omega$ ) y el momento ( $q$ ) transferidos al blanco pueden variar de forma independiente, tan solo sujetos a la restricción  $Q^2 = \omega^2 - q^2 < 0$ , al contrario del caso de fotones reales donde  $Q^2 = 0$ . Por último, el uso de neutrinos como proyectiles, presenta complicaciones adicionales a nivel experimental debido a la dificultad en su detección por estar sometidos únicamente a la interacción débil.

Como se ha mencionado, la interacción electromagnética (EM) es predominante en el caso de electrones. Esto conlleva procesos en los cuales se conserva la paridad; se denotan como procesos PC (*“Parity Conservation”*). No obstante, el electrón también está sometido a la interacción débil que no conserva la paridad: procesos PV (*“Parity Violation”*). Aunque varios órdenes de magnitud menor que la interacción EM, la interacción débil desempeña un papel en la dispersión de electrones que puede arrojar luz sobre ciertos ingredientes del mecanismo de reacción que no son accesibles a partir de estudios que contemplen únicamente la interacción EM. Los análisis de procesos de violación de paridad en dispersión de electrones tienen tres objetivos básicos: (i) servir como test del Modelo Estándar, (ii) servir como herramienta para determinar los factores de forma electrodébiles del nucleón, (iii) emplear la interacción electrodébil como sonda para estudiar la estructura nuclear. El objetivo de este trabajo se restringe principalmente

al segundo punto, es decir, obtener información sobre la estructura nucleónica a partir de procesos en los que interviene la interacción débil. En este sentido, el estudio combinado de dispersión de electrones por protones y núcleos, en el régimen elástico, cuasielástico e inelástico, proporciona información de gran utilidad para la determinación de los factores de forma de los nucleones. Por otro lado, estudios de dispersión de neutrinos por núcleos y nucleones, aunque actualmente mucho más limitados desde el punto de vista experimental, complementan claramente la información sobre la estructura hadrónica que puede obtenerse del análisis de procesos de dispersión de electrones con medidas de violación de paridad.

La teoría electrodébil, que unifica la descripción de las interacciones electromagnética y débil, fue desarrollada a finales de los años 60 y comienzos de los 70 por Glashow, Salam y Weinberg [Wei67, Sal68, GIM70]. Por otra parte, Gell-Mann y Zweig propusieron en 1964 que los hadrones estaban constituidos a partir de partículas más elementales a las que se denominó “*quarks*”. En un principio se consideraron tres tipos de quarks (y los antiquarks correspondientes): *up* (*u*), *down* (*d*) y *strange* (*s*). Combinaciones diversas de los mismos permitían explicar la estructura básica de los hadrones conocidos. Posteriormente fue necesario introducir una nueva familia de quarks pesados: *c* (*charm*), *t* (*top*) y *b* (*bottom*). De acuerdo con la teoría cuántica de campos, la interacción fuerte entre los quarks se explicaba como intercambio de bosones virtuales denominados gluones.

La teoría cuántica de campos que integra la interacción EM y débil, y que permite describir la interacción de los leptones (electrones y neutrinos), junto con el modelo de quarks, que describe la estructura hadrónica integrando la interacción fuerte, constituye el marco general en el que describir los procesos de dispersión de partículas por blancos. Se denomina teoría electrodébil del Modelo Estándar, o simplemente Modelo Estándar.

Al igual que sucedió con la QED, la teoría electrodébil, ha constituido un pilar básico en el desarrollo de la Física. Ha permitido analizar y describir con precisión numerosos experimentos con leptones llevados a cabo tanto a energías muy altas como intermedias. Asimismo, constituye el marco adecuado en el que analizar procesos de dispersión con hadrones y el estudio de la sub-estructura de los mismos a nivel de constituyentes más elementales: quarks y gluones. Éste es el objetivo básico que pretendemos en este trabajo: la descripción de la estructura interna de los nucleones a través del análisis de la asimetría de violación de paridad asociada al proceso de dispersión elástica electrón protón y al proceso de dispersión cuasielástica electrón núcleo.

La primera constatación experimental sobre violación de paridad en procesos de dispersión electrón-deuterón tuvo lugar en 1976 en SLAC [Pre78], donde además, se introdujo una nueva y poderosa técnica: medidas de secciones eficaces de dispersión de electrones y su dependencia con la helicidad. Gracias a ello pudo confirmarse de modo claro la estructura “*Lorentz*” de la interacción débil neutra, tal y como establece la teoría

electrodébil del Modelo Estándar. Este resultado condujo a finales de la década de los 80 al convencimiento de que el uso de la interacción débil neutra podía considerarse como uno de los métodos más eficaces y precisos para determinar la estructura del nucleón.

Tradicionalmente, los modelos constituyentes de quarks explicaban de forma satisfactoria la estructura del nucleón haciendo uso únicamente de los quarks  $u$  y  $d$ . Esta aproximación significa que sólo los grados de libertad asociados a los quarks de valencia ( $u$  y  $d$ ) son considerados. Sin embargo, de acuerdo con la teoría cuántica de campos y la cromodinámica cuántica (QCD), la estructura del nucleón debe depender también del mar de pares quark-antiquark asociados con los gluones virtuales responsables de la interacción fuerte entre los quarks de valencia. Generalmente, es difícil identificar y/o separar las contribuciones de los sabores  $u$  y  $d$  procedentes del mar de la respectiva contribución procedente de los quarks de valencia. Sin embargo, la contribución del quark  $s$  al nucleón proviene inequívocamente del mar de quarks y, por tanto, su identificación es una prueba irrefutable de la existencia del mar. A pesar de que la extrañeza neta del nucleón es cero, podría existir una distribución espacio-temporal no uniforme de los pares  $s\bar{s}$ , de forma que su contribución sea medible y dependiente de la *profundidad a la que se mire* (de forma análoga, por ejemplo, al concepto de una distribución de carga en el neutrón). En este sentido, la medida de violación de paridad en dispersión de electrones ha sido durante años uno de los procedimientos más claros para determinar el posible contenido de extrañeza en los factores de forma electrodébiles del nucleón.

Pollock, en 1986 [Pol86], y poco después Kaplan y Manohar, en 1988 [KM88], mostraron que podía extraerse información sobre la contribución del *mar de quarks* al estado fundamental del nucleón mediante el uso de la interacción débil neutra (dispersión neutrino-nucleón). Un año después, McKeown [McK89] y Beck [Bec89] desarrollaron un posible programa experimental sobre medidas de violación de paridad en dispersión de electrones que, combinándolo con los datos existentes de los factores de forma electromagnéticos del nucleón, permitirían identificar la posible contribución del quark extraño tanto en la distribución de carga como en la distribución de momento magnético del nucleón. Experimentos con este objetivo han sido realizados (o están aún en fase de análisis) en diversos laboratorios: MIT-Bates, Jefferson Lab y Mainz.

## 1.1. Organización del trabajo

En esta sección discutimos brevemente la organización y estructura de este trabajo. La tesis está dividida en tres partes. La primera de ellas, a la que corresponde la presente sección, es una introducción general sobre el proceso de dispersión de electrones por núcleos y nucleones con violación de paridad. A continuación, en la sección 1.2, presentamos brevemente la situación actual sobre el papel del quark extraño en las

propiedades del nucleón. Posteriormente, en la sección 1.3, introducimos la definición del observable asimetría de helicidad (o asimetría de violación de paridad). Por último, en la sección 1.4, describimos el formalismo general relacionado con la interacción electrodébil que será necesario para todos los cálculos que se han realizado en esta memoria.

La Parte II de esta memoria de tesis doctoral se dedica al estudio del proceso específico de dispersión elástica electrón-nucleón. Tras una breve introducción presentada en el capítulo 3 (en inglés en el capítulo 2 <sup>(1)</sup>) en la que exponemos las motivaciones para la realización de este estudio y la situación experimental actual, en el capítulo 4 desarrollamos el formalismo necesario para el tratamiento del proceso de dispersión elástica de electrones por nucleones con violación de paridad. El capítulo 5 se dedica al estudio de la estructura hadrónica, concretamente, al estudio de los factores de forma del nucleón. En el capítulo 6 presentamos los resultados de la asimetría de violación de paridad (asimetría PV) y, mediante la comparación de nuestras predicciones con el conjunto de datos experimentales, realizamos algunas predicciones sobre el contenido de extrañeza en el nucleón. Para concluir, en el capítulo 8 (en inglés en el capítulo 7) resumimos los principales resultados obtenidos y exponemos las conclusiones.

La Parte III la dedicamos al estudio del proceso de dispersión cuasielástica de electrones por núcleos. En el capítulo 10 (en inglés en el capítulo 9) exponemos las razones que han motivado este estudio, explicamos su relación con el proceso estudiado en la parte II y describimos las principales incertidumbres que surgen al tratar procesos de dispersión por blancos complejos (núcleos). En el capítulo 11 presentamos el formalismo relacionado con el cálculo de la sección eficaz diferencial del proceso cuasielástico. Describimos con detalle la descomposición de la misma en funciones de respuesta, la cinemática y las aproximaciones realizadas para el tratamiento del vértice nuclear. Los capítulos 12 y 13 se dedican al análisis de los resultados exclusivos e inclusivos, respectivamente. En ambos casos estudiaremos de una forma sistemática las funciones de respuestas electromagnéticas y de interferencia, así como el observable asimetría de violación de paridad. Finalmente, en el capítulo 15 (en inglés en el capítulo 14) resumimos los principales resultados y conclusiones.

## 1.2. Extrañeza en el nucleón

La existencia del mar de quarks y su influencia sobre las propiedades del nucleón (momento, masa, espín, distribuciones de carga eléctrica y magnética) ha sido confirmada en varios estudios experimentales. Sin embargo, el papel específico desempeñado por el sabor  $s$  todavía está lejos de ser conocido en detalle. A continuación, presentamos un

---

<sup>1</sup>De acuerdo a la normativa actual para optar a la mención de Doctor Internacional presentamos los capítulos de “Introducción” y “Resumen y Conclusiones” de las Partes II y III en español e inglés.

breve resumen de la situación actual sobre el papel que desempeña el quark extraño en las propiedades del nucleón.

■ **Contribución de extrañeza al momento del nucleón**

La existencia del sabor  $s$  en el nucleón puede ser establecida a través de experimentos de dispersión profundamente inelástica (DIS) neutrino-nucleón. En ese contexto, los observables experimentales son definidos en términos de las funciones de distribución de los quarks [TW01]. En el llamado límite de momento infinito, la función de distribución del sabor  $q$ ,  $q(x)$ , se define como la probabilidad de encontrar el quark sabor  $q$  portando una fracción  $x$  del momento del nucleón. A partir de las medidas de NuTeV (ver Refs. [A<sup>+</sup>99a, VBZ00]), se encontró que el cociente entre la fracción de momento correspondiente al quark extraño y la fracción para el mar de quark no extraño era  $\sim 0.42$  (a  $|Q^2| = 16 \text{ GeV}^2$ , donde  $Q^2$  representa el cuadrimento transferido). Por otro lado, se encontró que la fracción total de momento asociada al mar de pares  $\bar{s}s$  era  $\sim 2\%$ , lo que supone una confirmación de la existencia del mar extraño en el nucleón. Para más detalles consultar [TW01, vH05, Liu06, FJ01] y referencias allí citadas.

■ **Contribución de extrañeza a la masa del nucleón**

La masa del nucleón viene dada por el elemento de matriz  $M_N = \langle N | H_{QCD} | N \rangle$  donde  $H_{QCD}$  es el hamiltoniano de QCD y  $|N\rangle$  representa el mismo estado inicial y final de un nucleón. Este elemento de matriz puede escribirse como suma de ciertas contribuciones:

$$M_N = M_0 + \sigma + \sigma_s + \text{h.q.}, \quad (1.1)$$

donde  $M_0$  es la masa del nucleón en el límite quiral, es decir, cuando se consideran nulas las masas de los quarks. Los términos  $\sigma$  y  $\sigma_s$  son los elementos de matriz

$$\sigma = \bar{m} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle, \quad \sigma_s = m_s \langle N | \bar{s}s | N \rangle, \quad (1.2)$$

con  $\bar{m} = (m_u + m_d)/2$ . La abreviatura h.q. representa las contribuciones de los sabores de quarks más pesados, normalmente despreciables. Los elementos  $\sigma$  y  $\sigma_s$  aparecen cuando se incorpora la masa de los quarks.

Se han considerado dos procedimientos básicos para determinar el elemento de matriz  $\sigma_s$ , es decir, la contribución de extrañeza a la masa del nucleón. El primero consiste en hacer uso del desdoblamiento de la masa de los hiperones  $\Lambda$  y  $\Xi$  debido al efecto de rotura de simetría SU(3). En primer orden, se obtiene:

$$M_\Lambda - M_\Xi = \frac{1}{3}(\bar{m} - m_s) \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s | N \rangle. \quad (1.3)$$



En el caso en que se considere  $\sigma_s = 0$  en la ecuación previa, el valor que resulta para  $\sigma$  es  $\sigma = 35$  MeV [GLS91a].

El segundo procedimiento permite estimar  $\sigma \approx 45$  MeV [GLS91a, GLS91b]. Este valor, que se obtiene a partir del análisis del llamado término sigma ( $\Sigma_{\pi N}$ ), presenta una gran incertidumbre debido a las importantes aproximaciones y extrapolaciones consideradas.

No obstante, la diferencia entre los valores de  $\sigma$  obtenidos a través de ambos procedimientos se considera una señal de la contribución del mar extraño a la masa del nucleón. Su valor se estima en  $\sigma_s \sim 130$  MeV, sin embargo, dicha determinación está repleta de incertidumbres. En la actualidad, el error asignado a la estimación de  $\sigma_s$  llega a ser superior al 100 % <sup>(2)</sup>.

### ■ Contribución de extrañeza al espín del nucleón

A partir de medidas de DIS en las que tanto el haz como el blanco están polarizados, se tiene acceso a las funciones de estructura  $g_{1,2}^{p,n}(x)$  ( $p$  y  $n$  hacen referencia a protón y neutrón, respectivamente). Haciendo uso de los grados de libertad adicionales que proporciona el hecho de poder polarizar el blanco, se construyen distintos tipos de asimetrías de helicidad. Combinando estos resultados, extraídos a partir de distintos blancos (protones libres, deuterio y helio-3), es posible extraer los factores  $g_1^p(x)$  y  $g_1^n(x)$ .

Incluyendo la dependencia explícita en el cuadrado del cuadrimomento transferido,  $Q^2$ , que proviene de considerar el efecto de las correcciones radiativas (RC) de QCD, la función de estructura  $g_1^p$  puede escribirse como

$$g_1^p(x, Q^2) = \frac{4}{18}\Delta u(x, Q^2) + \frac{1}{18}\Delta d(x, Q^2) + \frac{1}{18}\Delta s(x, Q^2), \quad (1.4)$$

donde ( $q = u, d, s$ )

$$\Delta q(x, Q^2) = q^\uparrow(x, Q^2) - q^\downarrow(x, Q^2) + \bar{q}^\uparrow(x, Q^2) - \bar{q}^\downarrow(x, Q^2). \quad (1.5)$$

$q^\uparrow(x, Q^2)$  ( $q^\downarrow(x, Q^2)$ ) representa la densidad de quarks de sabor  $q = u, d, s$ , polarizados paralelamente (antiparalelamente) a la dirección de polarización del nucleón. El término  $x$  representa la fracción del momento total del nucleón cuando éste es *visto* con una resolución determinada por  $Q^2$ .

Por otro lado, considerando simetría de carga, la función de estructura del neutrón se escribe:

$$g_1^n(x, Q^2) = \frac{4}{18}\Delta d(x, Q^2) + \frac{1}{18}\Delta u(x, Q^2) + \frac{1}{18}\Delta s(x, Q^2). \quad (1.6)$$

---

<sup>2</sup>El lector interesado puede consultar también los trabajos [Lhu08, vH05, GL82] y referencias allí citadas.

Puede observarse que la cantidad  $\Delta\Sigma(Q^2)$ , definida como

$$\begin{aligned}\Delta\Sigma(Q^2) &= \int_0^1 dx [\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) + \Delta s(x, Q^2)] \\ &= \Delta u(Q^2) + \Delta d(Q^2) + \Delta s(Q^2),\end{aligned}\quad (1.7)$$

representa la fracción del espín total del nucleón asociado a los quarks. Si el espín total del nucleón viniese dado únicamente por la contribución de los quarks (constituyentes y del mar), entonces,  $\Delta\Sigma = 1$ . Sin embargo, debido a la contribución de los gluones, esta relación no se cumple.

Existen gran cantidad de medidas experimentales sobre  $g_1^{p,n}$  en un amplio rango de valores de  $x$  (en [FJ01] puede encontrarse una excelente recopilación de los mismos). El interés de medir  $g_1(x, Q^2)$  reside en la posibilidad de comparar tales medidas con las predicciones de algunas de las *reglas de suma*, principalmente, la regla de suma de Bjorken y la de Ellis-Jaffe (EJ). Esto permite conectar  $g_1$  con otras medidas experimentales procedentes de decaimientos beta en neutrones e hiperones. Además están relacionadas con otras magnitudes de interés teórico que pueden servir para determinar las contribuciones de cada sabor y de los gluones al espín del nucleón.

A primer orden en el modelo de quarks-partones (QPM), es decir, cuando se desprecia la dependencia con  $Q^2$  (procedente de las RC de QCD) en las funciones de estructura, la regla de suma EJ se escribe:

$$\Gamma_1^p \equiv \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{4}{18}\Delta u + \frac{1}{18}\Delta d + \frac{1}{18}\Delta s, \quad (1.8)$$

para protones. En el caso de neutrones se tiene:

$$\Gamma_1^n \equiv \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{4}{18}\Delta d + \frac{1}{18}\Delta u + \frac{1}{18}\Delta s. \quad (1.9)$$

Introduciendo las combinaciones isovector, octete y singlete:

$$a_3 = \Delta u - \Delta d, \quad a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s, \quad a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s; \quad (1.10)$$

de modo general, podemos expresar:

$$\Gamma_1^{p,n} = \pm \frac{3}{36}a_3 + \frac{1}{36}a_8 + \frac{4}{36}a_0. \quad (1.11)$$

Medidas de decaimiento beta en neutrones proporcionan el valor  $a_3 = g_A = 1.2670 \pm 0.0035$  [Gro00]. Por otro lado, a partir de medidas de decaimiento beta de hiperones y suponiendo simetría de sabor en SU(3), se obtiene  $a_8 = 0.58 \pm 0.03$ . El problema reside en el término  $a_0$ , el cual, no ha sido determinado de forma independiente en ningún experimento. Por tanto, se necesita alguna suposición

teórica adicional. Se suele considerar que la distribución de polarización del quark  $s$  es muy pequeña,  $\Delta s \sim 0$ ; así (ver ecs. (1.10)),  $a_8 \approx a_0$ . En esta aproximación, la regla de suma EJ se escribe:

$$\Gamma_1^{p,n} = \pm \frac{1}{12} a_3 + \frac{5}{36} a_8. \quad (1.12)$$

Las RC de QCD modifican y complican considerablemente la expresión (1.12). Concretamente, introducen la dependencia con  $Q^2$  a través del término  $\alpha_s(Q^2)$  (constante de acoplamiento de la interacción fuerte). En el trabajo de Filippone y Ji [FJ01], se incluyen las RC para  $|Q^2| = 5 \text{ GeV}^2$  hasta el orden  $(\alpha_s)^3$ , obteniéndose las siguientes predicciones teóricas para los primeros momentos:

$$\Gamma_1^p = 0.163 \pm 0.004, \quad \Gamma_1^n = -0.019 \pm 0.004. \quad (1.13)$$

El error únicamente incluye la indeterminación asociada a las medidas experimentales de  $a_3$  y  $a_8$ , y no, las incertidumbres derivadas de la teoría.

Estas predicciones teóricas pueden compararse con las cantidades  $\Gamma_1^{p,n}$  medidas experimentalmente. Para ello, es preciso evaluar las integrales a  $Q^2$  fijo, lo que requiere extrapolar las mediciones de las funciones de estructura  $g_1(x, Q^2)$  en los límites  $x \rightarrow 0$  y  $x \rightarrow 1$ . Concretamente, la colaboración E155 [A+00] obtiene

$$\Gamma_1^p = 0.118 \pm 0.004 \pm 0.007, \quad \Gamma_1^n = -0.058 \pm 0.004 \pm 0.008. \quad (1.14)$$

La evidente diferencia entre las predicciones teóricas y experimentales (compárese los resultados de (1.13) con los de (1.14)) supone una clara violación de la regla de suma EJ.

En un primer momento se interpretó esta violación de la regla de suma EJ como una consecuencia de un valor  $\Delta s \neq 0$  ( $\Leftrightarrow a_8 \neq a_0$ ). Así, a primer orden en QPM, se obtiene:

$$\Delta u = 0.78 \pm 0.03, \quad \Delta d = -0.48 \pm 0.03, \quad \Delta s = -0.14 \pm 0.03. \quad (1.15)$$

Esto significa que  $\Delta\Sigma = 0.16 \pm 0.08$ , es decir, los quarks son responsables de una fracción sorprendentemente pequeña del espín del nucleón.

Estudios más modernos han demostrado que es necesario un tratamiento completo, incluyendo correcciones de orden más alto, para interpretar correctamente los resultados anteriores. Los análisis más recientes, realizados por las colaboraciones HERMES [A+04a] y COMPASS [A+07b], incluyen dichas correcciones así como nuevos datos experimentales. Los resultados obtenidos para la fracción de espín del

nucleón asociada al mar de pares  $\bar{s}s$ , son prácticamente idénticos <sup>(3)</sup>:

$$\Delta s = -0.085 \pm 0.013(\text{teo}) \pm 0.008(\text{exp}) \pm 0.009(\text{evol}) [A^+04a], \quad (1.16)$$

$$\Delta s = -0.08 \pm 0.01(\text{est}) \pm 0.02(\text{sist}) [A^+07b]. \quad (1.17)$$

En la referencia [A<sup>+</sup>04a] también se presentan las estimaciones para  $\Delta u$  y  $\Delta d$ :

$$\Delta u = 0.842 \pm 0.004(\text{teo}) \pm 0.008(\text{exp}) \pm 0.009(\text{evol}), \quad (1.18)$$

$$\Delta d = -0.427 \pm 0.004(\text{teo}) \pm 0.008(\text{exp}) \pm 0.009(\text{evol}). \quad (1.19)$$

Estos resultados son consistentes con  $\Delta\Sigma \approx 0.33$ ; es decir, los quarks son responsables sólo del 30 % del espín del nucleón.

Para concluir, señalamos que los parámetros que intervienen en la discusión anterior, es decir,  $\Delta q$ ,  $a_3$ ,  $a_0$ , *etc.*, están directamente relacionados con aquellos que entran en el factor de forma axial (ver secciones 5.2, 5.3, 5.4), cuyo conocimiento es fundamental en estudios de dispersión de electrones por núcleos/nucleones con violación de paridad. Por ejemplo, las cantidades  $\Delta q$  en el modelo más simple de partones, se relacionan con el elemento de matriz axial-vector de la corriente a un cuerpo del nucleón (ver Ref. [ABM02]):

$$\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle = 2M s_\mu \Delta q, \quad (1.20)$$

donde  $s_\mu$  representa el vector de polarización del nucleón y  $\langle N |$  es el estado de un nucleón con momento definido. Los términos  $\gamma_\mu$ ,  $\gamma_5$  representan las matrices de Dirac.

Para una revisión más detallada sobre el espín del nucleón y su contenido de extrañeza, el lector puede consultar las Refs. [FJ01, TW01, ABM02].

#### ■ Contribución de extrañeza en los factores de forma electrodébiles del nucleón

Los factores de forma EM del nucleón están relacionados con los elementos de matriz del operador de corriente EM (ver sección 4.1 y capítulo 5)

$$\langle N | \Gamma_{EM}^\mu | N \rangle = \bar{u}(\mathbf{p}', s') \left[ \frac{G_E + \tau G_M}{1 + \tau} \gamma^\mu + i \frac{\sigma^{\mu\nu} Q_\nu}{2M} \frac{G_M - G_E}{1 + \tau} \right] u(\mathbf{p}, s), \quad (1.21)$$

$u(\mathbf{p}, s)$  ( $u(\mathbf{p}', s')$ ) representa un espinor libre de Dirac con momento  $\mathbf{p}$  ( $\mathbf{p}'$ ) y proyección de espín  $s$  ( $s'$ ),  $G_{E,M}$  son los factores de forma eléctrico (E) y magnético (M) que están relacionados con las distribuciones de carga eléctrica y magnética

---

<sup>3</sup>Los diferentes tipos de errores son: *teo*  $\leftrightarrow$  teórico, *exp*  $\leftrightarrow$  experimental, *est*  $\leftrightarrow$  estadístico, *sist*  $\leftrightarrow$  sistemático, y, por último, *evol*  $\leftrightarrow$  asociado a la evolución con  $Q^2$  considerada por el modelo.

en el nucleón <sup>(4)</sup>. El término  $M$  es la masa del nucleón y  $\tau \equiv \frac{|Q^2|}{4M^2}$  con  $Q^2$  el cuadrimomento transferido.

Análogamente, los factores débiles neutros están relacionados con los elementos de matriz del operador de corriente débil neutro (ver sección 4.1 y capítulo 5):

$$\langle N | \Gamma_Z^\mu | N \rangle = \bar{u}(\mathbf{p}', s') \left[ \frac{\tilde{G}_E + \tau \tilde{G}_M}{1 + \tau} \gamma^\mu + i \frac{\sigma^{\mu\nu} Q_\nu}{2M} \frac{\tilde{G}_M - \tilde{G}_E}{1 + \tau} + G_A \gamma^\mu \gamma^5 + \frac{\tilde{G}_P}{M} Q^\mu \gamma^5 \right] u(\mathbf{p}, s), \quad (1.22)$$

donde  $\tilde{G}_{E,M}$  son los factores de forma débil eléctrico (E) y débil magnético (M), los cuales están relacionados con las distribuciones de carga débil eléctrica y débil magnética. Por otra parte, debido a que la interacción débil viola la paridad, en el operador de corriente aparecen el factor de forma axial-vector  $G_A$  y el factor de forma pseudoescalar (o axial)  $\tilde{G}_P$ , los cuales están relacionados con las distribuciones de carga axial-vector (relacionada con el espín, ver apartado anterior) y axial en el nucleón, respectivamente.

La existencia de estas distribuciones de carga es un reflejo del hecho de que el nucleón no es una partícula puntual, por el contrario, tiene una estructura interna formada por los quarks constituyentes y el mar. Así, parece natural preguntarse cuál es la contribución de cada quark-sabor a las distribuciones de carga anteriores. El objetivo principal de este trabajo se centra en el estudio de la contribución del quark extraño en la corriente electrodébil del nucleón, es decir, la contribución del mar de pares  $\bar{s}s$  a los factores de forma electrodébiles. Como ha sido sugerido por varios autores [Pol86, KM88], el conocimiento de los factores de forma de la corriente neutra débil, combinado con el de los electromagnéticos, da acceso directo al contenido de extrañeza del nucleón mediante el análisis de procesos de dispersión de electrones con violación de paridad.

### 1.3. Asimetría de violación de paridad

¿Qué significa violación de la paridad? Cuando bajo una transformación de paridad la simetría se rompe o no existe se habla de que el proceso en cuestión viola la paridad. En el caso que nos ocupa, la paridad no se conserva puesto que la reacción (dispersión del electrón por el blanco) es más probable cuando el electrón tiene helicidad negativa que cuando tiene helicidad positiva.

---

<sup>4</sup>En el sistema de referencia de Breit,  $G_E$  y  $G_M$  son las transformadas de Fourier de la distribución de carga eléctrica y magnética del nucleón (ver, por ejemplo, Ref. [TW01]).

Una transformación de paridad es aquella que cambia el signo de todas las variables espaciales que entran en la descripción del sistema. Apliquémoslo, pues, a nuestro caso. Supongamos un haz de electrones longitudinalmente polarizado que incide sobre un blanco. Consideremos el caso de electrones moviéndose de izquierda a derecha con helicidad positiva. Esto significa que la proyección del espín apunta hacia la derecha, es decir, coincide con la dirección del movimiento. Al aplicar una transformación de paridad, cambiamos el signo del momento ( $\mathbf{p}$ ) y de la posición ( $\mathbf{x}$ ) en las funciones de onda que describen a los electrones incidentes. Así pues, tenemos los mismos electrones moviéndose de derecha a izquierda con helicidad negativa (la transformación de paridad no modifica la dirección de proyección del espín). La probabilidad de la reacción con el primer haz de electrones no es exactamente la misma que con el segundo, es decir, no hay simetría bajo una transformación de paridad. Esto es debido a que la interacción débil, al contrario de la electromagnética, es sensible a la dirección en la que apunta el espín respecto a la velocidad de la partícula (helicidad o quiralidad en el caso de neutrinos sin masa). Por ello, cuando polarizamos longitudinalmente un haz de electrones y lo hacemos incidir sobre un blanco no polarizado, la probabilidad de que se produzca la reacción débil, es decir, aquella mediada por el intercambio de un bosón  $Z^0$ , depende de la helicidad del haz. Como veremos a lo largo de este trabajo, la asimetría de helicidad o de violación de paridad aprovecha esta particularidad de la interacción débil para poder estudiar aspectos de la misma.

Se ha mencionado que una descripción completa del proceso de dispersión entre electrones y nucleones o núcleos debe considerar no sólo la interacción dominante EM sino también la interacción débil, que es la responsable del fenómeno de violación de paridad. Considerando la aproximación de Born en la cual la interacción se describe por el intercambio de un único bosón virtual (fotón  $\gamma$  para la interacción EM y bosón  $Z^0$  para la débil neutra), los correspondientes diagramas de Feynman que representan el proceso se muestran en la Fig. 1.1. El primer orden que contribuye al proceso PV surge del término de interferencia entre los dos diagramas de la figura 1.1, es decir, entre la amplitud asociada al diagrama (a) (intercambio de un fotón virtual: interacción puramente EM) y la asociada al diagrama (b) (intercambio de un  $Z^0$  virtual: interacción débil neutra).

En lo que sigue denotaremos la amplitud asociada al diagrama (a) de la Fig. 1.1 como  $|\mathcal{M}_\gamma|$  y la asociada al diagrama (b) como  $|\mathcal{M}_Z|$ . La contribución puramente débil ( $|\mathcal{M}_Z|^2$ ) es normalmente despreciable. Por otro lado, el término de interferencia  $\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z)$ , primer orden a la contribución PV, es  $\sim 4 - 5$  órdenes de magnitud menor que el EM ( $|\mathcal{M}_\gamma|^2$ ). Por este motivo, la determinación de la violación de la paridad a través de la dispersión de electrones requiere la medida de observables cuya existencia sea debida a la presencia de la interacción débil. Además, el éxito en el estudio de los factores de forma débiles del nucleón, a través de medidas de violación de paridad en dispersión de electrones,

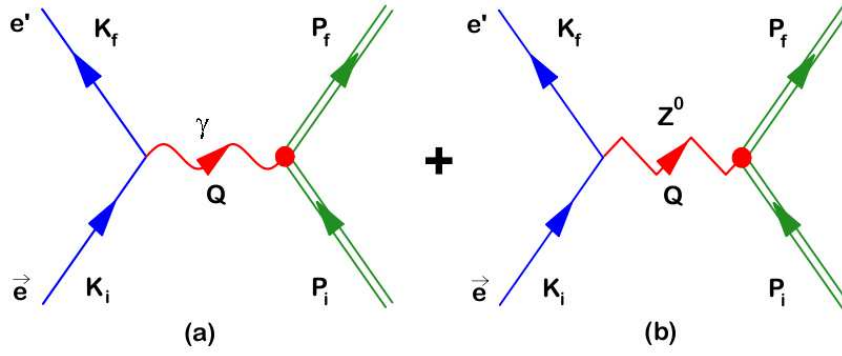


Figura 1.1: Diagramas representativos del proceso de dispersión electrón nucleón en la aproximación de Bonn (intercambio de un bosón virtual): (a) interacción EM, (b) interacción débil neutra.

depende en gran medida del conocimiento que se tenga sobre los factores de forma EM del nucleón. Por ejemplo, correcciones de orden más alto que el considerado en el diagrama (a) de la figura 1.1, tales como el intercambio de dos fotones [DC09] (*two-photon-exchange*  $\equiv$  TPE) pueden dar contribuciones del mismo orden o superior a las debidas al propio término de interferencia  $\gamma - Z$ . Así, es importante estudiar la sensibilidad de los factores de forma EM con estas correcciones de orden más alto. En la Ref. [GV03] los autores señalan que estas correcciones podrían afectar significativamente al procedimiento usual de separación de las diversas respuestas (separación Rosenbluth); sin embargo, su efecto sería mucho menos importante en la extracción del cociente de los factores de forma a través de medidas de observables de polarización. De este modo, el uso de los grados de libertad de polarización en dispersión elástica electrón-protón puede proporcionar una clara separación de los factores de forma. En este trabajo usamos las parametrizaciones y modelos más recientes encontrados en la literatura para describir los factores de forma EM del nucleón. Estas parametrizaciones tienen en cuenta los efectos procedentes de TPE y otras contribuciones de orden más alto. Otro tema de interés que ha sido recientemente investigado es el potencial impacto que el efecto de las violaciones en el isospín puede tener en la extracción de los factores de forma vector extraños [KL06, VSKL09].

La violación de paridad en dispersión de electrones surge a partir de medidas de la asimetría de helicidad, también llamada asimetría de violación de paridad o asimetría PV. Ésta se construye como el cociente entre la diferencia y la suma de las secciones eficaces diferenciales (correspondientes al proceso de dispersión electrón-núcleo/nucleón) con helicidad opuesta del electrón incidente, es decir,

$$\mathcal{A}^{PV} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = \frac{\sigma^{PV}}{\sigma^{PC}}, \quad (1.23)$$

el superíndice  $\pm$  indica helicidad positiva o negativa del haz incidente y  $\sigma$  representa la sección eficaz diferencial del proceso de dispersión. La sección eficaz diferencial EM no

depende de la helicidad; así, el numerador en la ec. (1.23) es distinto de cero debido exclusivamente al efecto de la interacción débil, que viola la paridad; de ahí, que la sección eficaz resultante se denote como  $\sigma^{PV}$ . Por el contrario, en el denominador de la ec. (1.23) la interacción EM es absolutamente dominante; por ello se denota como  $\sigma^{PC}$  (PC  $\equiv$  *Parity Conserving*). Es importante señalar que la sección eficaz anterior se refiere a procesos inclusivos de dispersión de electrones por blancos no polarizados. En cualquier otro caso, términos asociados a la interacción puramente EM (mucho mayores que los términos de interferencia) podrían contribuir a la asimetría. Un claro ejemplo se da en el proceso cuasielástico exclusivo  $A(\vec{e}, e'N)B$ ; aquí, un electrón longitudinalmente polarizado es dispersado por un núcleo blanco no polarizado, siendo detectado el electrón final y un nucleón procedente del núcleo blanco. En este caso, como veremos en el apartado 12.3.2, existe una respuesta EM (denominada *quinta respuesta*) que se encuentra vinculada directamente a la consideración de la interacción de estados finales (FSI) y que, por ser dependiente de la helicidad del electrón, contribuye a la asimetría definida en (1.23). Únicamente en el caso de cinemática estrictamente coplanar, la contribución de esta respuesta sería cero [RD88]. Comentarios similares también son aplicables al proceso inclusivo  $(\vec{e}, e')$  cuando se consideran polarizaciones nucleares [DR86]. En capítulos posteriores se estudiará este problema con más detalle.

## 1.4. El hamiltoniano de interacción electrodébil

En este apartado describimos, en el contexto del Modelo Estándar, el hamiltoniano de interacción electrodébil,  $H_I$ , que aparece en el cálculo de la amplitud de transición,  $|S_{fi}|^2$ , asociada al proceso de dispersión de un electrón por un blanco.

Todo el análisis se realiza en la aproximación de Born en la que un solo fotón o bosón  $Z$  es intercambiado (véanse los diagramas representados en la figura 1.1). Los valores de las constantes de acoplamiento EM y débil justifican esta aproximación como una descripción excelente del proceso.

En general, la amplitud de transición (elemento de matriz  $S$ ) asociada a un proceso de dispersión que lleva al sistema del estado inicial,  $i$ , al final,  $f$ , puede expresarse en la forma:

$$S_{fi} = -i \int d^4X H_I(X), \quad (1.24)$$

donde  $H_I$  representa el hamiltoniano de interacción. En el caso concreto de interacción electromagnética, el hamiltoniano de interacción, de acuerdo con la teoría de la electrodinámica cuántica (QED), viene dado por la expresión:

$$H_I(X) = j_\mu^{EM}(X)A^\mu(X), \quad (1.25)$$



donde  $j_\mu^{EM}(X)$  es la cuatricorriente electromagnética asociada al proyectil y  $A^\mu(X)$  el 4-potencial (campo) EM generado por el blanco. Para más detalles sobre la teoría de propagadores y QED el lector puede consultar [GR03].

Como se ha mencionado en el capítulo previo, la dispersión electrón-nucleón viene determinada, no sólo por la interacción EM, sino también por la débil. Nuestro objetivo en este capítulo es incluir la interacción débil en la descripción del proceso de dispersión. Para ello, expresaremos el hamiltoniano de interacción débil, así como las corrientes y campos correspondientes, haciendo uso del marco general de la teoría electrodébil del Modelo Estándar. El lector interesado en un estudio más detallado sobre la Teoría Electrodébil puede consultar los textos siguientes: [GM00, MS10, HM84].

El Modelo Estándar de las interacciones EM y débil, construido como un grupo de simetría *gauge* local, incorpora un triplete de campos vectoriales  $W_\mu^i$  acoplados a la corriente de isospín débil  $J_\mu^i$  con un peso  $g$ , junto con un único campo vectorial  $B_\mu$  acoplado a la corriente de hipercarga débil  $j_Y^\mu$  con un peso  $g'$ . Por tanto, el hamiltoniano de interacción electrodébil se expresa en la forma general:

$$H_I(X) = gJ_\mu^i(X)W_\mu^i(X) + g'j_Y^\mu(X)B_\mu(X) \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.26)$$

La combinación  $W_\mu^\pm = \sqrt{1/2}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$  describe los bosones cargados  $W^\pm$  responsables de la interacción débil con cambio de carga, mientras que  $W_\mu^3$  y  $B_\mu$  son campos neutros. Las corrientes en (1.26) se expresan:

$$J_\mu^i(X) = \bar{\Psi}(X)\gamma^\mu\hat{I}_i\Psi(X) \quad (1.27)$$

$$j_Y^\mu(X) = \bar{\Psi}(X)\gamma^\mu\hat{Y}\Psi(X), \quad (1.28)$$

donde  $\hat{I}_i$  ( $\hat{Y}$ ) es el operador de isospín (hipercarga) débil y  $\bar{\Psi}(X)$  ( $\Psi(X)$ ) los campos cuánticos.

De la relación entre los operadores de hipercarga débil, carga y tercera componente de isospín débil, i.e.,  $Q = Y + I_3$ , surge la expresión conocida (QED) para la corriente electromagnética:

$$j_{EM}^\mu(X) = j_Y^\mu(X) + J_3^\mu(X) = \bar{\Psi}(X)\gamma^\mu\hat{Q}\Psi(X), \quad (1.29)$$

donde  $\hat{Q}$  es el operador de carga eléctrica y  $\gamma^\mu$  las matrices de Dirac.

El hamiltoniano de interacción para corrientes neutras (NC) se expresa en la forma:

$$\begin{aligned} H_I^{NC}(X) &= gJ_3^\mu(X)W_\mu^3(X) + g'j_Y^\mu(X)B_\mu(X) \\ &= J_3^\mu(X) [gW_\mu^3(X) - g'B_\mu(X)] + g'j_{EM}^\mu(X)B_\mu(X). \end{aligned} \quad (1.30)$$

De acuerdo con la teoría electrodébil de Glashow, Salam y Weinberg, la masa de los bosones intermedios se genera a través del mecanismo de Higgs (proceso de ruptura

espontánea de simetría en una teoría gauge). En dicho caso, los dos campos neutros  $W_\mu^3$  y  $B_\mu$  se mezclan de modo que los estados físicos vienen dados por:

$$A_\mu(X) = B_\mu(X) \cos \theta_W + W_\mu^3(X) \sin \theta_W, \quad \text{fotón: sin masa} \quad (1.31)$$

$$Z_\mu(X) = -B_\mu(X) \sin \theta_W + W_\mu^3(X) \cos \theta_W, \quad Z^0: \text{ con masa.} \quad (1.32)$$

El término  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg cuyo valor experimental es:  $\sin^2 \theta_W = 0.23117 \pm 0.00016$  [Gro00].

En función de estos nuevos campos,  $A_\mu$  y  $Z_\mu$ , el hamiltoniano de interacción resulta:

$$\begin{aligned} H_I^{NC}(X) &= \left[ (g \sin \theta_W - g' \cos \theta_W) A_\mu(X) + (g \cos \theta_W + g' \sin \theta_W) Z_\mu(X) \right] J_3^\mu(X) \\ &+ g' \left[ \cos \theta_W A_\mu(X) - \sin \theta_W Z_\mu(X) \right] j_{EM}^\mu(X). \end{aligned} \quad (1.33)$$

Puesto que el fotón (campo  $A_\mu$ ) sólo se acopla a la corriente electromagnética, debe cumplirse la condición:  $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$ .

Reordenando los términos y usando esta última igualdad, el hamiltoniano de interacción neutra electrodébil puede expresarse finalmente en la forma:

$$H_I^{NC}(X) = e j_{EM}^\mu(X) A_\mu(X) + \frac{g}{4 \cos \theta_W} j_Z^\mu(X) Z_\mu(X), \quad (1.34)$$

donde hemos introducido la corriente débil:

$$j_Z^\mu(X) = 4J_3^\mu(X) - 4 \sin^2 \theta_W j_{EM}^\mu(X). \quad (1.35)$$

Esta corriente puede reescribirse introduciendo las expresiones explícitas para  $j_{EM}^\mu$  y  $J_3^\mu$ ,

$$j_{EM}^\mu(X) = \bar{\Psi}(X) \gamma^\mu \hat{Q} \Psi(X) \quad (1.36)$$

$$J_3^\mu(X) = \bar{\Psi}_L(X) \gamma^\mu \hat{I}_3 \Psi_L(X) = \bar{\Psi}(X) \gamma^\mu \hat{I}_3 \left( \frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \Psi(X), \quad (1.37)$$

donde el subíndice  $L$  en el operador de campo cuántico significa proyección de helicidad ( $L = \text{"left"}$ ).

La expresión (1.35) resulta,

$$j_Z^\mu(X) = \bar{\Psi}(X) (g_V \gamma^\mu - g_A \gamma^5 \gamma^\mu) \Psi(X), \quad (1.38)$$

donde hemos introducido las constantes de acoplamiento:

$$g_V = 2I_3 - 4Q \sin^2 \theta_W, \quad g_A = -2I_3. \quad (1.39)$$

En la tabla 1.1 se muestran los valores específicos de las constantes para la familia leptónica del electrón:  $(e, \nu_e)$ , y tres quarks ligeros:  $u, d, s$ .

	$Q$	$I_3$	$g_V$	$g_A$
$\nu_e$	0	1/2	1	-1
e	-1	-1/2	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	1
u	+2/3	1/2	$1 - 8/3 \sin^2 \theta_W$	-1
d	-1/3	-1/2	$-1 + 4/3 \sin^2 \theta_W$	1
s	-1/3	-1/2	$-1 + 4/3 \sin^2 \theta_W$	1

Cuadro 1.1: Carga electromagnética ( $Q$ ), carga leptónica débil ( $g_V$ ), carga leptónica axial débil ( $g_A$ ) y tercera componente de isospín débil ( $I_3$ ).

Como se observa, la cuadraticorriente débil (1.38) presenta una parte vector ( $\gamma^\mu$ ) y una parte vector-axial ( $\gamma^5\gamma^\mu$ ). A lo largo del trabajo será útil recurrir a esta descomposición de la cuadraticorriente débil.

Por comparación y semejanza con algunas de las referencias bibliográficas consultadas [Don92, Pou92], introducimos dos nuevas constantes definidas en la forma siguiente:

$$a_V \equiv g_V = -1 + 4 \sin^2 \theta_W \quad y \quad a_A \equiv -g_A = -1. \quad (1.40)$$

La cuadraticorriente neutra débil, en términos de estas nuevas constantes, resulta:

$$j_Z^\mu(X) = \bar{\Psi}(X) (a_V \gamma^\mu + a_A \gamma^5 \gamma^\mu) \Psi(X). \quad (1.41)$$

Una vez definida la corriente, el hamiltoniano de interacción electrodébil requiere la descripción de los campos  $A^\mu$  y  $Z^\mu$ . En el caso del potencial asociado a la interacción electromagnética, podemos expresar:

$$A^\mu(X) = \int d^4Y \int \frac{d^4Q}{(2\pi)^4} J_{EM}^\mu(Y) e^{iQ \cdot (X-Y)} \left( \frac{-1}{Q^2} \right) \quad (1.42)$$

con  $Q^2$  el cuadrimento intercambiado en el proceso de dispersión (cuadrimento del fotón virtual). El potencial asociado a la interacción neutra débil resulta:

$$Z^\mu(X) = \int d^4Y \int \frac{d^4Q}{(2\pi)^4} J_Z^\mu(Y) e^{iQ \cdot (X-Y)} \left( \frac{1}{M_Z^2} \right), \quad (1.43)$$

donde se ha tomado la aproximación  $Q^2 \ll M_Z^2$ . En las expresiones (1.42, 1.43),  $J_{EM}^\mu(X)$  y  $J_Z^\mu(X)$  representan la corriente hadrónica EM y neutra débil. Por otro lado, en la formulación de Feynman, los factores  $-1/Q^2$  y  $1/M_Z^2$  representan el propagador del fotón y del bosón  $Z^0$ , respectivamente.

## Parte II

# Dispersión elástica electrón-protón



# Capítulo 2

## Introduction

Part II of this PhD Thesis is dedicated to the study of the elastic electron-proton scattering process. The formalism developed is general for nucleons (protons and neutrons), however, because of the lack in Nature of free neutrons, all results shown in this thesis correspond to the electron-proton scattering process.

As it was mentioned in the general introduction (Part I), this kind of studies can improve our current knowledge on the form factors of the nucleon. Specifically, they can help to determine the strange quark contribution to the nucleon form factors and, as we will see in section 5.2, this information and the knowledge of the EM form factors can help to determine the flavor contributions to the electric, magnetic and axial-vector charge distribution in the nucleon.

In the last years a great effort has been done to measure the PV asymmetry (introduced in section 1.3). The main experimental programs whose aim is the measurement of the PV asymmetry in electron-proton and, in some cases (which have not been studied here), electron-deuterium/helium scattering are summarized below.

- **SAMPLE** [S<sup>+</sup>00, BPS05]. These experiments were run at MIT-Bates and involved PV electron scattering from hydrogen and deuterium targets. Longitudinally polarized electrons with energy of about 200 MeV were employed with scattering at large angles.
- **HAPPEX** [A<sup>+</sup>04b, A<sup>+</sup>06a, A<sup>+</sup>07a, A<sup>+</sup>12] This sequence of experiments employs the facilities of Jefferson Lab (Hall A). The energy of the polarized electron beam is typically around 3 GeV and both hydrogen and helium have been used as targets; forward-angle scattering is involved in all cases.
- **PVA4** [M<sup>+</sup>04a, M<sup>+</sup>05, B<sup>+</sup>09] This experiment was undertaken at MAMI (Mainz). To date longitudinally polarized electrons were scattered from hydrogen and various

electron beam energies and scattering angles were employed. Future measurements are planned for hydrogen and deuterium.

- **G0** [A<sup>+</sup>05, A<sup>+</sup>10b] This experiment was undertaken in Hall C (Jefferson Lab). Polarized electrons were scattered from hydrogen and deuterium. Forward- and backward-angle scattering measurements have been made, where in the forward configuration recoil protons were detected at angles corresponding to electrons in the forward direction, while in the backward configuration the apparatus was reversed and scattered electrons were detected.
- **Q-weak** [vO08, A<sup>+</sup>07d, Raj11] Experiment performed at JLab. Polarized electrons scattered from hydrogen at very low momentum transfer serve as a Standard Model test. Data acquisition was completed in May, 2012 and their analysis is now in progress.
- **PVDIS at 6 GeV** [JLaa] This experiment aims to measure the parity-violating asymmetry for deep inelastic scattering (DIS) of polarized electrons from <sup>2</sup>H at  $|Q^2| = 1.1$  and  $1.9$  GeV<sup>2</sup>. The combination of the two measurements (data analysis is presently in progress) will provide a significant constraint on non-perturbative QCD effects. This may shed light on the knowledge of the neutral effective weak coupling constant combination  $C_{2u} - C_{2d}$ . This experiment is also sensitive to the weak effective couplings,  $C_{1u}$  and  $C_{1d}$ , and it will provide a baseline measurement for the future 12 GeV program [JLab] at JLab.

In this work we compare our theoretical predictions evaluated with several recent descriptions of the hadronic structure with all available  $\vec{e}p$  data. Electroweak radiative corrections as well as effects from higher-order terms in the description of the EM interaction have been incorporated in the analysis. Special attention is devoted to the strangeness content in the electric and magnetic nucleon form factors.

Several different approaches to studies of PV  $\vec{e}p$  scattering may be followed, including

- Performing measurements at specific values of momentum transfer but different values of the electron scattering angle and thereby extracting the hadronic responses without having to resort to model assumptions for the underlying form factors.
- Using PV  $\vec{e}p$  data from different measurements at different values of momentum transfer and scattering angle, although now invoking some representation for the underlying form factors. For very low momentum transfers it may be possible to make low- $Q^2$  expansions; however, for extended ranges of momentum transfer one has to resort to parametrizations of the form factors.

---

The first option is clearly preferable, although this is possible only for a subset of the world data, and the second option at very low momentum transfers is only applicable for that kinematic region. In the present study we follow the second option invoking specific “reasonable” models and/or parametrizations for the nucleon form factors. In particular, for the electromagnetic form factors we use all of high-quality the world data and consider several specific vector meson dominance based models, as well as several popular parametrizations of these quantities; both approaches are able to reproduce extraordinarily well the experimental data. When parity-conserving  $\vec{e}p$  scattering measurements differ significantly, we investigate the impact this has on the PV asymmetry. For the weak neutral current form factors we consider several parametrizations. The spirit of our approach follows that of [MD92] where the axial-vector and strangeness form factors were characterized by simple “reasonable” expressions containing a few parameters to be varied. As discussed later in the thesis, we explore the consequences of having a non-traditional axial-vector form factor as suggested by some recent neutrino reaction studies.

In recent years, there has been a great deal of progress in studying the structure of the nucleon from a theoretical point of view (see [RM04] and refs. therein). In particular, computation of strangeness form factors using microscopic calculations based on lattice-QCD has been presented in previous work [DLW98, LWW03, D<sup>+</sup>09]. Preliminary determinations of  $\Delta s$  are presented in [B<sup>+</sup>08, BCS09, C<sup>+</sup>10b, TF09, T<sup>+</sup>11]. A general study, combining lattice with chiral perturbation theory, can be found in [L<sup>+</sup>05, L<sup>+</sup>06, WLTY09].

Here we summarize some of our key findings — these are discussed at length later. We show that the uncertainty associated with the description of the EM nucleon form factors can be comparable to that due to the particular choice for the nucleon’s axial-vector structure. Concerning the specific strangeness content in the nucleon, our analysis of all available data is basically consistent with zero magnetic strangeness. On the contrary, our study shows consistency with positive electric strangeness. Our results emerge from a global analysis of PV electron-proton (PVep) asymmetry world data showing the  $1\sigma$  and  $2\sigma$  confidence ellipses in the magnetic-electric strangeness plane. We have also applied our study to the Q-weak experiment [vO08, A<sup>+</sup>07d, Raj11], and have shown how the confidence region may change due to the hypothetical Q-weak measurement, and moreover, how the various descriptions of the EM and WNC form factors can importantly affect the interpretation of this experiment.

To conclude, we briefly describe the general organization of this Part II of the thesis. In Chapter 4 we present the general formalism needed in the description of elastic electron-nucleon scattering processes with parity violation. We evaluate the differential cross section and PV asymmetry specifying the different approaches considered in this study.



The study of the hadronic structure is presented in Chapter 5. The EM and WNC form factors are analyzed in detail. In Chapter 6 we present the results obtained for the PVep asymmetry. Various kinematical regimes are considered and the sensitivity of  $\mathcal{A}^{PV}$  to the several ingredients that enter into its description is analyzed. We study the effect on the PVep asymmetry due to the specific choices made for the EM form factors in Sect. 6.1, and for the axial-vector form factor in Sect. 6.2. The influence of the  $s\bar{s}$  sea quark in the electric and magnetic strangeness form factors is also investigated in detail in Sect. 6.3. A systematic comparison between the theoretical results and experimental data is provided. The impact of radiative corrections is also briefly addressed (Sect. 6.4). In Sect. 6.5 a global analysis of all PVep asymmetry data is presented, while in Sect. 6.6 implications to the interpretation of the Q-weak experiment are discussed. An estimation of the neutral effective weak coupling constant from our analysis is shown in Sect. 6.7. The potential errors in the PVep asymmetry for possible future experiments at higher energies are presented in Sect. 6.8. Finally, in Sect. 7 we summarize our basic results and present our conclusions.

# Capítulo 3

## Introducción

La Parte II de esta memoria de tesis se dedica al estudio específico del proceso de dispersión elástica de electrones por protones libres. El formalismo desarrollado es general para nucleones (protones y neutrones), sin embargo, por no existir neutrones libres en la naturaleza, todos los resultados que se muestran en esta memoria corresponden al proceso de dispersión electrón-protón.

Como se comentó en la introducción general, este tipo de estudios puede servir para mejorar nuestro conocimiento sobre los factores de forma del nucleón. En concreto, pueden ayudar a determinar la contribución del quark extraño en los factores de forma y, como veremos en la sección 5.2, esta información, junto con el conocimiento de los factores de forma EM, puede ayudar a determinar la contribución de cada sabor a las distribuciones de carga eléctrica, magnética y axial-vector del nucleón.

En los últimos años se ha hecho un gran esfuerzo en la medida y determinación de la asimetría PV (introducida en la sección 1.3). A continuación, resumimos los principales programas experimentales que tienen como objetivo la medida de la asimetría PV en dispersión de electrones por protones y, en algunos casos (no considerados en esta memoria), por deuterio y/o helio.

1. **SAMPLE** [S<sup>+</sup>00, BPS05]. Estos experimentos fueron llevados a cabo en las instalaciones MIT-Bates e involucraron dispersión de electrones por blancos de hidrógeno y helio. El haz consistió en electrones longitudinalmente polarizados con una energía en torno a 200 MeV. Se realizaron medidas en ángulos de dispersión hacia atrás.
2. **HAPPEX** [A<sup>+</sup>04b, A<sup>+</sup>06a, A<sup>+</sup>07a, A<sup>+</sup>12]. Este conjunto de medidas han sido realizadas en el Jefferson Lab (Hall A). Se empleó un haz de electrones polarizados con una energía típicamente en torno a 3 GeV. Los núcleos blancos fueron hidrógeno y helio. En todos los casos, las medidas corresponden a ángulos de dispersión hacia adelante.

3. **PVA4** [M<sup>+</sup>04a, M<sup>+</sup>05, B<sup>+</sup>09]. Experimentos llevados a cabo en el laboratorio MAMI (Mainz). Hasta la fecha, electrones polarizados fueron dispersados por hidrógeno para distintos valores de la energía incidente y del ángulo de dispersión. Está prevista la realización de futuras medidas sobre hidrógeno y deuterio.
4. **G0** [A<sup>+</sup>05, A<sup>+</sup>10b]. Conjunto de medidas realizadas en el Jefferson Lab (Hall C). Electrones polarizados fueron dispersados por hidrógeno y helio. Medidas en ángulos hacia adelante y hacia atrás fueron realizadas para distintas energías del haz incidente. En el primer caso, se detectaba el protón retrodispersado. En el segundo, el sistema permitía que el electrón dispersado en ángulos hacia atrás fuese detectado.
5. **Q-weak** [vO08, A<sup>+</sup>07d, Raj11]. Experimento realizado en el Jefferson Lab. Electrones polarizados fueron dispersados por un blanco de hidrógeno. Uno de los objetivos principales de este proyecto es determinar el ángulo de Weinberg, por lo que se seleccionaron medidas a muy bajo cuadrimento transferido y para un ángulo de dispersión pequeño. La adquisición de los datos fue completada en Mayo de 2012 y su análisis está todavía en progreso.
6. **PVDIS a 6 GeV** [JLaa]. Este experimento pretende medir la asimetría PV en dispersión profundamente inelástica de electrones por <sup>2</sup>H a  $|Q^2| = 1.1$  y  $1.9$  GeV<sup>2</sup>. La combinación de estas dos medidas (el análisis de los datos está en progreso) proporcionará importante información sobre los efectos de QCD no perturbativa. Esto podría arrojar luz sobre el conocimiento de las constantes de acoplamiento débiles efectivas  $C_{2u}$  y  $C_{2d}$ . Este experimento también es sensible a las constantes de acoplamiento efectivas  $C_{1u}$  y  $C_{1d}$ , y puede ser una referencia para futuras medidas del programa experimental 12 GeV [JLab] en JLab.

En esta Parte II de nuestro trabajo, comparamos nuestras predicciones teóricas, calculadas usando algunas de las más recientes descripciones de la estructura hadrónica, con todos los datos disponibles hasta la fecha del proceso  $\vec{e}p$ . Las correcciones radiativas, así como efectos de más alto orden involucrados en la descripción de la interacción EM, han sido incorporados en el análisis. Especial atención ha sido puesta en el estudio del contenido de extrañeza en los factores de forma eléctrico y magnético del nucleón.

Existen varias alternativas a la hora de abordar el estudio del proceso de dispersión de electrones con violación de paridad:

- Realizar medidas de  $\mathcal{A}^{PV}$  a un valor específico del cuadrimento transferido pero usando distintos valores del ángulo de dispersión. Esta opción permite extraer las respuestas hadrónicas *sin dependencias con el modelo* que se elija para describir los factores de forma.

- Usar datos de la asimetría PV a diferentes valores del cuadrimomento transferido y del ángulo de dispersión. Esta alternativa implica que las predicciones que se deriven del análisis van a ser *dependientes del modelo* que se use para describir la dependencia de los factores de forma con el cuadrimomento. Para valores de  $|Q^2|$  muy pequeños ( $\ll 1 \text{ GeV}^2$ ) es posible hacer un desarrollo en potencias de  $Q^2$  [YRCT06, TY07a, TY07b]; sin embargo, si queremos extender el análisis a un rango más amplio de valores de  $Q^2$ , esta expansión deja de tener sentido y es preciso la modelización de los factores de forma.

Aunque la primera opción es preferible, tal estudio sólo es posible para un conjunto reducido de los datos experimentales disponibles. Por dicha razón, en este trabajo elegimos la segunda opción. Utilizamos las descripciones más recientes de los factores de forma EM, unas basadas en el modelo “*vector meson dominance*” y otras en simples parametrizaciones; ambas descripciones reproducen extraordinariamente bien los correspondientes datos experimentales. En todo caso, analizamos en detalle el posible impacto en la asimetría PV debido a la descripción de los factores de forma EM del nucleón. Para los factores de forma débiles neutros hemos considerado varias parametrizaciones. En línea con el trabajo previo de Musolf y Donnelly [MD92], los factores de forma extraños y axial-vector son descritos considerando una dependencia simple con  $Q^2$  y un número reducido de parámetros ajustables.

Recientemente, se ha realizado un gran esfuerzo en la descripción de la estructura del nucleón desde el punto de vista teórico, particularmente, en lo concerniente a los factores de forma extraños (ver [RM04] y referencias allí citadas). En la literatura pueden encontrarse cálculos microscópicos basados en “*lattice-QCD*” [DLW98, LWW03, D<sup>+</sup>09] sobre los factores de forma vector extraños y algunas predicciones sobre  $\Delta s$  [B<sup>+</sup>08, BCS09, C<sup>+</sup>10b, TF09, T<sup>+</sup>11]. Un estudio general que combina “*lattice-QCD*” con la teoría de perturbación quiral (“*chiral perturbation theory*”), puede ser encontrado en las Refs. [L<sup>+</sup>05, L<sup>+</sup>06, WLTY09].

A continuación presentamos un breve resumen de algunos de los resultados de nuestros análisis, los cuales serán discutidos en profundidad más adelante. Hemos encontrado que las incertidumbres en la asimetría PV asociadas a la descripción de los factores de forma EM del nucleón son comparables a las relativas a la descripción de la estructura axial-vector del nucleón. En lo relativo al contenido de extrañeza magnética, aunque, no ha sido posible determinar un valor específico del parámetro de extrañeza magnética que permita reproducir satisfactoriamente el conjunto de los datos experimentales en todo el rango de  $Q^2$ , nuestro análisis es consistente con un valor prácticamente nulo del mismo. Por el contrario, nuestro análisis favorece claramente valores de extrañeza eléctrica positivos. Estas conclusiones resultan de un análisis global de todos los datos experimentales disponibles hasta la fecha sobre la asimetría PVep (cuando sea necesario, nos referiremos a

la asimetría PV asociada al proceso de dispersión elástica electrón-protón como *asimetría PVep* para diferenciarla de la asimetría PV vinculada a otros procesos de dispersión). En dicho análisis mostramos las elipses de confianza correspondientes a las regiones  $1\sigma$  y  $2\sigma$  en el plano  $\rho_s - \mu_s$  (parámetros de extrañeza eléctrica y magnética, respectivamente). Por otra parte, hemos aplicado nuestro estudio al experimento Q-weak [vO08, A<sup>+</sup>07d, Raj11] mostrando cómo las elipses de confianza cambian cuando la hipotética medida de Q-weak es incluida en el análisis. Además, mostramos que las incertidumbres asociadas a la descripción de los factores de forma EM y débiles podrían alterar de modo significativo la interpretación de este experimento.

Para concluir, describimos brevemente la organización general que sigue esta Parte II de la tesis. En el capítulo 4 presentamos el formalismo general necesario para la descripción del proceso de dispersión elástica electrón-nucleón con violación de paridad. Mostramos cómo evaluar la sección eficaz diferencial y la asimetría PV, especificando las distintas aproximaciones consideradas en este trabajo. El capítulo 5 se dedica al estudio de la estructura hadrónica. Allí, analizamos en detalle los factores de forma EM y débiles del nucleón. En el capítulo 6 presentamos los resultados obtenidos para la asimetría PV. Consideramos en todo momento diferentes situaciones cinemáticas y analizamos en detalle la sensibilidad de la asimetría con los distintos ingredientes que la componen. En primer lugar, en el apartado 6.1 estudiamos el impacto de usar distintas prescripciones de los factores de forma EM del nucleón. La dependencia con el factor de forma axial-vector es analizada en el apartado 6.2. Especial énfasis se pone en el estudio de la influencia de los factores de forma vector extraños en la asimetría (apartado 6.3). El impacto de las correcciones radiativas es brevemente explorado en el apartado 6.4. En la sección 6.5, con el objetivo de determinar en lo posible los parámetros de extrañeza eléctrica y magnética, presentamos un análisis estadístico en el que usamos todos los datos experimentales disponibles hasta la fecha. La discusión sobre las implicaciones de nuestro análisis en el experimento Q-weak se realiza en la sección 6.6. En la sección 6.7 proporcionamos una estimación de las constantes de acoplamiento efectivas de la corriente electrodébil neutra extraída a partir de nuestro análisis de los datos experimentales. Finalmente, para concluir el capítulo de resultados, en el apartado 6.8 incluimos algunos resultados sobre el error en la asimetría PV predicho para posibles futuros experimentos. En el capítulo 8 resumimos los resultados más importantes que hemos encontrado y presentamos nuestras conclusiones.

# Capítulo 4

## Dispersión elástica de electrones por nucleones

En esta sección desarrollamos brevemente el formalismo que describe el proceso elástico de dispersión electrón nucleón, centrandó nuestra atención en la construcción del observable *asimetría de helicidad* o *asimetría de violación de paridad*.

Los procesos que consideramos están representados en la Fig. 1.1. Allí, un electrón con cuádrimomento  $K_i^\mu = (\varepsilon_i, \mathbf{k}_i)$  y helicidad definida,  $h$ , es dispersado un ángulo  $\theta_e$  pasando a ser descrito por el cuádrimomento  $K_f^\mu = (\varepsilon_f, \mathbf{k}_f)$ , sin helicidad definida. El proceso de dispersión está mediado por el intercambio de un fotón (interacción EM) o por un bosón  $Z$  (interacción débil neutra). En el vértice hadrónico, el cuádrimomento  $P_i^\mu = (E_i, \mathbf{p}_i)$  describe el estado inicial del nucleón y  $P_f^\mu = (E_f, \mathbf{p}_f)$  el estado final. El cuádrimomento transferido, portado por el bosón virtual, viene dado por  $Q^\mu = (K_i - K_f)^\mu = (P_f - P_i)^\mu = (\omega, \mathbf{q})$ . Nótese que según el convenio seguido en este trabajo,  $Q^2 = \omega^2 - q^2 \leq 0$ .

La cinemática de este proceso elástico es, como veremos, bastante simple. Del principio de conservación de energía-momento se obtiene:

### Vértice leptónico:

- Conservación de la energía:  $\omega = \varepsilon_i - \varepsilon_f$ .
- Conservación del momento:  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f \implies q^2 = \varepsilon_i^2 + \varepsilon_f^2 - 2\varepsilon_i\varepsilon_f \cos \theta_e$  <sup>(1)</sup>.

### Vértice hadrónico:

- Conservación de la energía:  $E_f = \omega + M \implies \omega^2 + 2M\omega = q^2$ .
- Conservación del momento:  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_f$

---

<sup>1</sup>Nótese que estamos trabajando en la aproximación ultrarrelativista para los electrones:  $k_e \approx \varepsilon_e$

De las ecuaciones anteriores resulta obvio que las variables  $\varepsilon_i$ ,  $\varepsilon_f$  y  $\theta_e$  no son independientes. Por consiguiente, es suficiente determinar dos de las mismas para fijar completamente la cinemática del proceso. Por consistencia con los datos experimentales, elegimos como variables independientes la energía incidente,  $\varepsilon_i$ , y el ángulo de dispersión,  $\theta_e$ . Por otro lado, es usual en este tipo de trabajos, representar los resultados (sección eficaz diferencial o asimetría PV) en función del cuadrimomento transferido,  $Q^2$ . Así, una vez fijado  $\theta_e$ , se tiene

$$|Q^2| = 4\varepsilon_i\varepsilon_f \sin^2(\theta/2), \quad (4.1)$$

donde  $\varepsilon_f$  toma el valor dado por

$$\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} = \left(1 + \frac{2\varepsilon_i}{M} \sin^2(\theta_e/2)\right)^{-1}. \quad (4.2)$$

La sección eficaz diferencial asociada a un proceso de dispersión se calcula a partir de la expresión:

$$d\sigma = \frac{|S_{fi}|^2}{T\Phi_{inc}} dN_f, \quad (4.3)$$

donde  $\Phi_{inc}$  representa el flujo incidente,  $dN_f$  la densidad de estados finales y  $T$  es un tiempo característico del sistema.

En el apartado 1.4 se dedujo la expresión general de  $S_{fi}$  para la dispersión de electrones en el caso de considerar la interacción EM y débil. Tras un cálculo directo, la matriz de dispersión,  $S_{fi}$ , puede expresarse en la forma:

$$S_{fi} = -\frac{(2\pi)^4}{V^2} \delta^4(P_f - P_i + K_f - K_i) \frac{mM}{\sqrt{\varepsilon_i\varepsilon_f E_i E_f}} [\mathcal{M}_{EM} + \mathcal{M}_Z], \quad (4.4)$$

donde  $m$  y  $M$  representan la masa del electrón y del hadrón, respectivamente, y donde se han introducido las amplitudes invariantes de transición:

$$\mathcal{M}_{EM} = j_{EM}^\mu \left( \frac{-ig_{\mu\nu}}{Q^2} \right) J_{EM}^\nu, \quad (4.5)$$

$$\mathcal{M}_Z = j_Z^\mu \left( \frac{ig_{\mu\nu}}{M_Z^2} \right) J_Z^\nu, \quad (4.6)$$

con  $M_Z$  la masa del bosón  $Z$ .

En la expresión anterior hemos introducido las corrientes hadrónicas y leptónicas en el espacio de momentos. A diferencia de la estructura simple de las corrientes leptónicas, asociadas a partículas puntuales:

$$j_{EM}^\mu = -e \bar{u}_f(k_f, s_f) \gamma^\mu u_i(k_i, s_i), \quad (4.7)$$

$$j_Z^\mu = \left( \frac{g}{4 \cos \theta_W} \right) \bar{u}_f(k_f, s_f) (a_V \gamma^\mu + a_A \gamma^5 \gamma^\mu) u_i(k_i, s_i), \quad (4.8)$$

las corrientes hadrónicas incorporan los operadores de corriente del nucleón,  $\Gamma_{EM}^\mu$  y  $\Gamma_Z^\mu$ , que dependen de la estructura interna de los nucleones y que serán estudiados en detalle en este trabajo. Podemos expresar:

$$J_{EM}^\mu = e \bar{u}_F(P_N, S_N) \Gamma_{EM}^\mu u_I(P_I, S_I), \quad (4.9)$$

$$J_Z^\mu = \left( \frac{g}{4 \cos \theta_W} \right) \bar{u}_F(P_N, S_N) \Gamma_Z^\mu u_I(P_I, S_I). \quad (4.10)$$

Nótese que, a diferencia del proceso cuasielástico (tratado en la Parte III), en el caso que nos ocupa, los nucleones son libres y, por tanto, vienen descritos por espinores libres de Dirac.

En el límite ultrarrelativista para los electrones  $k_{i,f} \approx \varepsilon_{i,f}$ , y en el sistema laboratorio, en el que el nucleón inicial está en reposo, la sección eficaz diferencial viene dada por la expresión:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_f} &= \frac{m^2}{(2\pi)^2} \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right)^2 \overline{\sum} \left[ j_\mu^{EM} \left( \frac{-i}{Q^2} \right) J_{EM}^\mu + j_\mu^Z \left( \frac{i}{M_Z^2} \right) J_Z^\mu \right]^* \\ &\times \left[ j_\nu^{EM} \left( \frac{-i}{Q^2} \right) J_{EM}^\nu + j_\nu^Z \left( \frac{i}{M_Z^2} \right) J_Z^\nu \right]. \end{aligned} \quad (4.11)$$

El símbolo  $\overline{\sum}$  denota que se suma/promedia en los estados finales/iniciales de espín, excepto para el electrón incidente cuya proyección de espín está definida.

Podemos separar la contribución que proviene de la interacción puramente EM y la que proviene de la interferencia EM-débil:

$$\overline{\sum} [(j_\mu^{EM})^* (j_\nu^{EM}) (J_{EM}^\mu)^* (J_{EM}^\nu)] = l_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (4.12)$$

$$\overline{\sum} [(j_\mu^{EM})^* (j_\nu^Z) (J_{EM}^\mu)^* (J_Z^\nu)] = \tilde{l}_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu}, \quad (4.13)$$

Hemos despreciado la contribución asociada a la interacción puramente débil por ser varios órdenes de magnitud menor que la de interferencia. En la expresión anterior, hemos introducido los tensores leptónicos ( $l_{\mu\nu}$ ,  $\tilde{l}_{\mu\nu}$ ) y hadrónicos ( $W^{\mu\nu}$ ,  $\tilde{W}^{\mu\nu}$ ).

En este trabajo consideraremos en todo momento a los electrones descritos por espinores libres de Dirac. Así, en el caso de electrones longitudinalmente polarizados, los tensores leptónicos pueden escribirse como:

$$l_{\mu\nu} = \frac{e^2}{8m^2} (s_{\mu\nu} + h a_{\mu\nu}) \quad (4.14)$$

$$\tilde{l}_{\mu\nu} = \frac{-eg}{4 \cos \theta_W} \frac{1}{8m^2} \left[ (a_V - h a_A) s_{\mu\nu} + (h a_V - a_A) a_{\mu\nu} \right], \quad (4.15)$$

donde  $h$  denota la helicidad del electrón. Además, hemos separado el tensor leptónico en su contribución simétrica ( $s_{\mu\nu}$ ) y antisimétrica ( $a_{\mu\nu}$ ):

$$s_{\mu\nu} = 4 \left( K_\mu^i K_\nu^f + K_\nu^i K_\mu^f + \frac{Q^2}{2} g_{\mu\nu} \right), \quad a_{\mu\nu} = 4i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} K_i^\alpha K_f^\beta. \quad (4.16)$$



Los tensores hadrónicos, ecs. (4.12, 4.13), se construyen a partir de las expresiones generales de las corrientes hadrónicas EM y débiles, ecs. (4.9, 4.10). Teniendo en cuenta que la corriente EM es puramente vector y la débil neutra incluye una contribución axial-vector, escribimos los tensores hadrónicos en términos de sus contribuciones simétricas y antisimétricas:

$$W^{\mu\nu} = e^2 S^{\mu\nu} , \quad \widetilde{W}^{\mu\nu} = \frac{eg}{4 \cos \theta_W} \left[ \widetilde{S}^{\mu\nu} + \widetilde{A}^{\mu\nu} \right] . \quad (4.17)$$

Nótese que no se han considerado polarizaciones hadrónicas. Por otro lado, si se considera al nucleón libre y, por tanto, descrito como un espinor libre de Dirac, la evaluación de los tensores hadrónicos requiere el cálculo de las trazas siguientes:

$$W^{\mu\nu} = e^2 \frac{1}{2} \text{Tr} \left[ \frac{(\not{P}_i + M)}{2M} \overline{\Gamma}_{EM}^\mu \frac{(\not{P}_f + M)}{2M} \Gamma_{EM}^\nu \right] \quad (4.18)$$

$$\widetilde{W}^{\mu\nu} = \frac{eg}{4 \cos \theta_W} \frac{1}{2} \text{Tr} \left[ \frac{(\not{P}_i + M)}{2M} \overline{\Gamma}_Z^\mu \frac{(\not{P}_f + M)}{2M} \Gamma_{EM}^\nu \right] . \quad (4.19)$$

La sección eficaz diferencial correspondiente al proceso de dispersión elástico electrón-protón puede escribirse como,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(h)}}{d\Omega_f} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right)^2 \frac{e^2}{8Q^2} \left\{ \frac{e^2}{Q^2} s_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{\sqrt{2}g}{4M_Z \cos \theta_W} \right)^2 \left[ (a_V - ha_A) s_{\mu\nu} \widetilde{S}^{\mu\nu} + (ha_V - a_A) a_{\mu\nu} \widetilde{A}^{\mu\nu} \right] \right\} , \quad (4.20) \end{aligned}$$

cuya evaluación requiere el cálculo explícito de los tensores hadrónicos que dependen de los operadores de corriente EM y débil neutro del nucleón. Por tanto, resulta imprescindible disponer de un modelo adecuado de la estructura interna del nucleón si se quiere conseguir una descripción realista del proceso de dispersión. Sin embargo, antes de entrar en la discusión detallada sobre la estructura hadrónica de las corrientes, reescribiremos la sección eficaz en términos de las funciones de respuesta hadrónicas:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(h)}}{d\Omega_f} &= \sigma_M \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right) \left\{ v_L R^L + v_T R^T + \left( \frac{Q^2}{e^2} \right) \left( \frac{\sqrt{2}g}{4M_Z \cos \theta_W} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \times \left[ (a_V - ha_A)(v_L \widetilde{R}^L + v_T \widetilde{R}^T) + (ha_V - a_A)v_{T'} \widetilde{R}^{T'} \right] \right\} \quad (4.21) \end{aligned}$$

con  $\sigma_M$  la sección eficaz de Mott y  $v_k$  los factores cinemáticos leptónicos definidos (en el límite ultrarrelativista) como,

$$v_L = \left( \frac{Q^2}{q^2} \right)^2 , \quad v_T = \tan^2 \theta_e / 2 - \frac{1}{2} \left( \frac{Q^2}{q^2} \right) , \quad v_{T'} = \tan \theta_e / 2 \sqrt{\tan^2 \theta_e / 2 - \frac{Q^2}{q^2}} . \quad (4.22)$$

Las funciones  $R^K$  ( $\tilde{R}^K$ ) son las funciones de respuesta EM (de interferencia) hadrónicas, las cuales incorporan toda la información sobre la estructura del nucleón. Las respuestas están definidas a partir de combinaciones lineales de las componentes del tensor hadrónico simétrico o antisimétrico:  $R^L = S^{00}$ ,  $R^T = S^{xx} + S^{yy}$  (análogamente para  $\tilde{R}^{L,T}$  en términos de  $\tilde{S}^{\mu\nu}$ ) y  $\tilde{R}^{T'} = 2i\tilde{A}^{xy}$ . Las componentes están referidas al sistema de coordenadas en el cual el eje  $z$  corresponde a la dirección del momento transferido  $\mathbf{q}$ ,  $xz$  define el plano de dispersión y el eje  $y$  se halla en la dirección  $\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f$ . Así, los índices  $L$  (longitudinal) y  $T, T'$  (transversal) indican contribuciones del tensor en la dirección de  $\mathbf{q}$  y perpendicular a  $\mathbf{q}$ , respectivamente.

## 4.1. Respuestas hadrónicas y asimetría de violación de paridad

La estructura general de los tensores EM y de interferencia (ecs. (4.12, 4.13)) se deriva a partir de propiedades generales de simetría, covarianza Lorentz, conjugación de carga e invariancia bajo inversión temporal (ver Ref. [Don85]). En el caso de los tensores EM se impone además la conservación de la corriente y la paridad. Un análisis equivalente al anterior puede aplicarse a las corrientes hadrónicas. En tal caso, considerando los nucleones *on-shell*, es decir, descritos como espinores libres de Dirac,  $J^\mu \sim \bar{u}(\mathbf{p}_f, S_f)\Gamma^\mu u(\mathbf{p}_i, S_i)$ , se llega a la siguiente expresión para el operador de corriente EM del nucleón:

$$\Gamma_{EM}^\mu = F_1\gamma^\mu + i\frac{F_2}{2M}\sigma^{\mu\nu}Q_\nu \quad (4.23)$$

con  $F_{1,2}$  los factores de forma del nucleón de Pauli y Dirac, respectivamente. En el caso del operador débil, se tiene

$$\Gamma_Z^\mu = \tilde{F}_1\gamma^\mu + i\frac{\tilde{F}_2}{2M}\sigma^{\mu\nu}Q_\nu + G_A^e\gamma^\mu\gamma^5 + \frac{\tilde{G}_P}{M_N}Q^\mu\gamma^5, \quad (4.24)$$

donde  $\tilde{F}_{1,2}$  y  $G_A^e$  ( $\tilde{G}_P$ ) son los factores de forma débil vector y axial-vector (pseudoescalar), respectivamente.

Introduciendo estas expresiones explícitas para las corrientes en las ecs.(4.18) y (4.19), los tensores hadrónicos simétrico y antisimétrico quedan finalmente descritos como:

$$\begin{aligned} S^{\mu\nu} &= \frac{1}{2M^2}(F_1 + F_2)^2 \left( P_i^\mu P_f^\nu + P_i^\nu P_f^\mu + \frac{1}{2}Q^2 g^{\mu\nu} \right) \\ &- \left[ F_2(F_1 + F_2) - F_2^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{Q^2}{8M^2} \right) \right] (P_i + P_f)^\mu (P_i + P_f)^\nu \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \tilde{S}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2M^2}(F_1 + F_2)(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) \left( P_i^\mu P_f^\nu + P_i^\nu P_f^\mu + \frac{1}{2}Q^2 g^{\mu\nu} \right) \\ &- \left[ \frac{1}{2}F_2(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) + \frac{1}{2}\tilde{F}_2(F_1 + F_2) - F_2\tilde{F}_2 \left( \frac{1}{2} - \frac{Q^2}{8M^2} \right) \right] (P_i + P_f)^\mu (P_i + P_f)^\nu \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\tilde{A}^{\mu\nu} = \frac{i}{2M^2}(F_1 + F_2)G_A^e \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} P_\alpha^i P_\beta^f. \quad (4.27)$$

Nótese que el término pseudoescalar  $\frac{\tilde{G}_P}{M_N} Q^\mu \gamma^5$  no contribuye a los observables de violación de paridad estudiados en este trabajo <sup>(2)</sup>.

Las expresiones explícitas para las respuestas EM y de interferencia son las siguientes:

$$R^L = (1 + \lambda) [F_1 - \lambda F_2]^2 \quad (4.28)$$

$$R^T = 2\lambda [F_1 + F_2]^2 \quad (4.29)$$

$$\tilde{R}^L = (1 + \lambda) [F_1 - \lambda F_2] [\tilde{F}_1 - \lambda \tilde{F}_2] \quad (4.30)$$

$$\tilde{R}^T = 2\lambda (F_1 + F_2) (\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) \quad (4.31)$$

$$\tilde{R}^{T'} = 2\kappa (F_1 + F_2) G_A^e, \quad (4.32)$$

donde se ha considerado el sistema laboratorio, en el cual  $P_i^\mu = (M, \mathbf{0})$ ,  $P_f^\mu = (E_f, 0, 0, q)$  y, además, se han introducido las siguientes variables adimensionales:  $\lambda \equiv \omega/2M$  y  $\kappa \equiv q/2M$ .

Por analogía con trabajos previos, introducimos la función  $\mathcal{A}_0 = G_F |Q^2| / (2\sqrt{2}\pi\alpha)$  que depende de  $Q^2$  y determina la escala del proceso de interferencia, con  $G_F = g^2 / (4\sqrt{2}M_Z^2 \cos^2 \theta_W)$  la constante de Fermi y  $\alpha$  la constante de estructura fina. La expresión para la sección eficaz diferencial que resulta es:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(h)}}{d\Omega_f} &= \sigma_M \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right) \left[ v_L R^L + v_T R^T \right. \\ &- \left. \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left( (a_V - ha_A)(v_L \tilde{R}^L + v_T \tilde{R}^T) + (ha_V - a_A)v_{T'} \tilde{R}^{T'} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Efectos de violación de paridad (asociados a las respuestas  $\tilde{R}^K$ ) pueden ser aislados a través de medidas de dispersión  $\vec{e}N$ . En particular, el resultado de tomar la diferencia entre las secciones eficaces con helicidades  $h = \pm 1$  depende únicamente de las respuestas de interferencia  $\gamma - Z$  y se denota como sección eficaz PV (*Parity Violation*):

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega_f} \right)^{PV} = \frac{1}{2} \left( \frac{d\sigma^{(+)}}{d\Omega_f} - \frac{d\sigma^{(-)}}{d\Omega_f} \right) = \sigma_M \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right) \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ a_A (v_L \tilde{R}^L + v_T \tilde{R}^T) - a_V v_{T'} \tilde{R}^{T'} \right].$$

<sup>2</sup>Puede comprobarse fácilmente que los tensores leptónicos cumplen:  $Q^\mu l_{\mu\nu} = Q^\mu \tilde{l}_{\mu\nu} = 0$ . Por este motivo, el término pseudoescalar,  $\tilde{G}_P$ , que es proporcional a  $Q^\mu$ , no contribuye a los observables que resultan de la contracción de los tensores leptónicos y hadrónicos.

Por el contrario, al tomar la suma de las secciones eficaces con helicidades opuestas se consigue una sección eficaz que depende únicamente de las respuestas EM más una contribución despreciable de las respuestas de interferencia  $\gamma - Z$ . Por tanto,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_f}\right)^{PC} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^{(+)}}{d\Omega_f} + \frac{d\sigma^{(-)}}{d\Omega_f}\right) \approx \sigma_M \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i}\right) [v_L R^L + v_T R^T], \quad (4.34)$$

donde el índice PC hace referencia a la conservación de la paridad (*Parity Conserving*) de esta sección eficaz.

La asimetría de helicidad o asimetría de violación de la paridad se define como

$$\mathcal{A}^{PV} \equiv \frac{(d\sigma/d\Omega_f)^{PV}}{(d\sigma/d\Omega_f)^{PC}} = \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ \frac{a_A(v_L \tilde{R}^L + v_T \tilde{R}^T) - a_V v_{T'} \tilde{R}^{T'}}{v_L R^L + v_T R^T} \right]. \quad (4.35)$$

Usando las expresiones explícitas para las respuestas hadrónicas dadas en (4.28-4.32) e introduciendo los factores de forma de Sachs,  $G_E = F_1 - \tau F_2$  y  $G_M = F_1 + F_2$  (análogamente para  $\tilde{G}_{E,M}$  en términos de  $\tilde{F}_{1,2}$ ) se tiene:

$$v_L R^L = \frac{1}{(1+\tau)\varepsilon} \varepsilon (G_E^N)^2, \quad v_L \tilde{R}^L = \frac{1}{(1+\tau)\varepsilon} \varepsilon G_E^N \tilde{G}_E^N, \quad (4.36)$$

$$v_T R^T = \frac{1}{(1+\tau)\varepsilon} \tau (G_M^N)^2, \quad v_T \tilde{R}^T = \frac{1}{(1+\tau)\varepsilon} \tau G_M^N \tilde{G}_M^N, \quad (4.37)$$

$$v_{T'} \tilde{R}^{T'} = \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2} \sqrt{\tau(1+\tau)} G_M^N G_A^{e,N}}{(1+\tau)\varepsilon}, \quad (4.38)$$

con  $\varepsilon = [1 + 2(1+\tau) \tan^2 \theta_e/2]^{-1}$  y  $N$  indicando nucleón (protón o neutrón). Finalmente, la asimetría PV puede escribirse como

$$\mathcal{A}^{PV} = \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ \frac{a_A \left( \varepsilon G_E^N \tilde{G}_E^N + \tau G_M^N \tilde{G}_M^N \right) - a_V \sqrt{1-\varepsilon^2} \sqrt{\tau(1+\tau)} G_M^N G_A^{e,N}}{\varepsilon (G_E^N)^2 + \tau (G_M^N)^2} \right]. \quad (4.39)$$

El análisis de la asimetría PV en diferentes regiones cinemáticas se simplifica si aislamos las contribuciones ligadas a las distribuciones eléctrica  $\mapsto$  longitudinal, magnética  $\mapsto$  transversal-simétrica y axial-vector  $\mapsto$  transversal-antisimétrica (realmente, interferencia magnética/axial-vector). Así, podemos escribir,

$$\mathcal{A}^{PV} = \mathcal{A}_E + \mathcal{A}_M + \mathcal{A}_A \quad (4.40)$$

con

$$\mathcal{A}_E = \frac{\mathcal{A}_0 a_A \varepsilon}{2} \frac{G_E^N \tilde{G}_E^N}{G^2} \quad (4.41)$$

$$\mathcal{A}_M = \frac{\mathcal{A}_0 a_A \tau}{2} \frac{G_M^N \tilde{G}_M^N}{G^2} \quad (4.42)$$

$$\mathcal{A}_A = -\frac{\mathcal{A}_0 a_V \sqrt{1-\varepsilon^2} \sqrt{\tau(1+\tau)} G_M^N G_A^{e,N}}{2 G^2}, \quad (4.43)$$

En las ecs. (4.41-4.43) hemos introducido el término  $G^2 \equiv \varepsilon(G_E^N)^2 + \tau(G_M^N)^2$  que depende únicamente de la interacción EM. Nótese que tanto el canal eléctrico,  $E$ , como el magnético,  $M$ , (ambos del sector EM) están presentes en las tres contribuciones de la asimetría PV definidas anteriormente.

En la sección siguiente nos centramos en el análisis de la estructura del nucleón y presentamos varias representaciones de los operadores de corriente EM y débiles neutros.

# Capítulo 5

## Estructura hadrónica: factores de forma del nucleón

Como se mostró en la sección anterior, la evaluación de observables PV (sección eficaz, respuestas y asimetría de helicidad) requiere conocer los factores de forma EM y débiles del nucleón. En esta sección presentamos un estudio detallado de la estructura del nucleón, comparando los resultados de distintas descripciones teóricas con datos experimentales. En primer lugar, hacemos un estudio detallado de los factores de forma EM. A continuación, se construyen los factores de forma que intervienen en la corriente débil a partir de la descripción microscópica de la corriente.

### 5.1. Estructura electromagnética del nucleón: $G_{E,M}^{p,n}$

La estructura EM del nucleón es uno de los ingredientes básicos en la descripción de los procesos de dispersión leptón-nucleón. La Cromodinámica Cuántica (QCD) es la teoría fundamental que describe la interacción fuerte, sin embargo, la complejidad de la dinámica quark-gluón no permite la obtención de soluciones analíticas en la región energética relevante para la física nuclear a bajo  $Q^2$ . En su lugar, se han usado distintas aproximaciones basadas en simulaciones numéricas en el retículo, “*lattice-QCD*”, y/o en el uso de Lagrangianos hadrónicos efectivos.

Como se discutió anteriormente, en el caso de nucleones libres (*on-shell*) y para la interacción puramente EM, la estructura hadrónica viene completamente caracterizada por dos funciones: el factor de forma eléctrico,  $G_E^N$ , y magnético,  $G_M^N$ , del nucleón (o, alternativamente,  $F_{1,2}^N$ ). La dependencia dinámica de la estructura se incorpora a través de la única variable escalar del proceso, normalmente se elige el cuadrimomento transferido,  $Q^2$ . Es importante señalar que la descripción de los nucleones en el medio nuclear, es decir, nucleones *off-shell*, es mucho más complicada: aparecen nuevas variables dinámicas

independientes que intervienen explícitamente en los factores de forma, además de la necesidad de introducir factores de forma adicionales en las expresiones de las corrientes (ver Refs. [CDP93, MCD02a, NK87, TT90] para más detalles). Por último, también se ha considerado en la literatura (ver [Mar04] y referencias allí citadas) la posible dependencia de los factores de forma del nucleón con el medio nuclear.

Desde un punto de vista experimental, la mayor parte de la información de la cual disponemos sobre los factores de forma EM del nucleón proviene de medidas de dispersión elástica electrón-nucleón. En el caso del protón, el uso de hidrógeno como núcleo blanco ha permitido determinar de forma excelente el comportamiento de  $G_{E,M}^p$  (ver Refs. [P<sup>+</sup>71, B<sup>+</sup>71, H<sup>+</sup>73, B<sup>+</sup>75, W<sup>+</sup>94, M<sup>+</sup>74, A<sup>+</sup>94a, Q<sup>+</sup>05, G<sup>+</sup>02, G<sup>+</sup>01, P<sup>+</sup>05, C<sup>+</sup>01, P<sup>+</sup>10b, C<sup>+</sup>07, P<sup>+</sup>10a, Z<sup>+</sup>11, R<sup>+</sup>11, B<sup>+</sup>90, S<sup>+</sup>93a]). Por el contrario, la información sobre los factores de forma del neutrón es mucho menos precisa debido a la imposibilidad de usar blancos de neutrones libres. Así, la información de la que disponemos sobre  $G_{E,M}^n$  proviene principalmente del análisis de procesos de dispersión de electrones sobre núcleos ligeros, como deuterio y helio. En estos procesos normalmente se hace uso de los grados de libertad de polarización con objeto de poder aislar los factores de forma (ver Refs. [W<sup>+</sup>04, R<sup>+</sup>10, G<sup>+</sup>08, X<sup>+</sup>03, A<sup>+</sup>07c, L<sup>+</sup>09, M<sup>+</sup>03, Z<sup>+</sup>01, S<sup>+</sup>01, B<sup>+</sup>03, B<sup>+</sup>99, H<sup>+</sup>99, O<sup>+</sup>99, P<sup>+</sup>99, R<sup>+</sup>99, E<sup>+</sup>94, M<sup>+</sup>94a, K<sup>+</sup>02, X<sup>+</sup>00, A<sup>+</sup>98b, B<sup>+</sup>95, A<sup>+</sup>94b, G<sup>+</sup>94, L<sup>+</sup>93, M<sup>+</sup>93, E<sup>+</sup>87, B<sup>+</sup>72, B<sup>+</sup>69]).

La técnica de separación Rosenbluth se ha usado durante años para extraer las contribuciones de los dos factores de forma (eléctrico y magnético) que intervienen en el proceso elástico de dispersión. Sin embargo, este procedimiento presenta dificultades importantes en la región de alto  $|Q^2|$  debido a la supresión del factor eléctrico,  $G_E^2$ , en relación al magnético,  $G_M^2$ : la contribución del canal eléctrico es inferior al 1 % en algunos experimentos a alto  $|Q^2|$ . Recientemente, el uso de técnicas de polarización ha permitido acceder a observables que dependen directamente de los términos de interferencia,  $G_E G_M$ , lo cual ha contribuido a un mejor conocimiento de la estructura EM del nucleón. No obstante, aún existen discrepancias significativas entre los datos de distintos experimentos, incluso para valores pequeños de  $|Q^2|$ . Esto explica el interés existente en este tipo de análisis y el estudio sistemático realizado en este proyecto. En la Fig. 5.1 mostramos datos de los factores de forma del nucleón pertenecientes a una gran variedad de experimentos. Presentamos resultados del factor de forma eléctrico (paneles izquierdos) y magnéticos (derechos) tanto del protón (paneles superiores) como del neutrón (paneles inferiores). Los datos se comparan con distintos modelos que serán brevemente descritos a continuación.

La dinámica interna del nucleón está gobernada por los quarks constituyentes y el intercambio de gluones, la cual podría ser simulada usando el formalismo de QCD en el retículo (*lattice-QCD*). De forma alternativa, existen aproximaciones fenomenológicas que simplifican en gran medida el problema planteado. En todo caso, independientemente

de la aproximación que se elija, el modelo debe describir de manera consistente el comportamiento de los factores de forma en los límites en los cuales se tiene certeza sobre dicha respuesta. Así, en el límite estático,  $|Q^2| = 0$ , los factores de forma EM del nucleón deben reproducir los valores de carga y momento magnético del nucleón:

$$\begin{aligned} G_E^p(0) &= 1, & G_M^p(0) &= \mu_p = 2.793, \\ G_E^n(0) &= 0, & G_M^n(0) &= \mu_n = -1.913. \end{aligned} \quad (5.1)$$

En el extremo opuesto, para valores muy altos de  $|Q^2|$ , el comportamiento asintótico puede ser obtenido usando la QCD perturbativa (pQCD). Ésta predice que  $F_1$  debe ser función de  $Q^{-4}$  y  $F_2 \sim F_1/Q^2$ . Una vez conocido el comportamiento de  $G_{E,M}$  en las situaciones extremas, se requiere del modelo o parametrización que proporcione la dependencia específica de los factores de forma en el rango de valores bajos e intermedios de  $|Q^2|$ .

A continuación, presentamos diferentes modelos, algunos de los cuales han sido ampliamente usados en la literatura, y comparamos sus predicciones con los datos experimentales disponibles. Con el fin de simplificar la discusión, hemos agrupado los modelos en dos categorías: modelos fenomenológicos y modelos de tipo VMD (*Vector Meson Dominance*).

#### ■ Modelos Fenomenológicos

Dentro de esta categoría se incluye la parametrización de Galster que hace uso de la siguiente dependencia funcional:  $G_E^p = G_D^V$ ,  $G_E^n = -\mu_n \tau G_D^V \xi_n$ ,  $G_M^p = \mu_p G_D^V$  y  $G_M^n = \mu_n G_D^V$ , con  $G_D^V = (1 + \lambda_D^V \tau)^{-2}$  y  $\xi_n = (1 + \lambda_n \tau)^{-1}$ . Consideramos los valores estándar de los parámetros:  $\lambda_D^V = 4.97$ ,  $\lambda_n = 5.6$ ,  $\mu_p = 2.79$  y  $\mu_n = -1.91$ . Este modelo, todavía usado en la literatura, reproduce razonablemente bien los factores de forma del protón para  $|Q^2| \leq 1 \text{ GeV}^2$  (el error estimado es  $\sim 5\%$ ). En el caso del neutrón, la descripción es mucho menos precisa debido a las incertidumbres de los datos.

En este trabajo hemos considerado dos prescripciones relativamente recientes desarrolladas por Kelly [Kel04] y Arrington y Sick [AS07] (denotada como A-S). En particular, la parametrización desarrollada por Kelly constituye una extensión de la de Galster, con objeto de reproducir los datos más recientes de medidas de polarización. En este modelo, los factores de forma eléctrico y magnético del protón, junto con el magnético del neutrón, vienen dados por la función:

$$G(Q^2) = \frac{\sum_{k=0}^1 a_k \tau^k}{1 + \sum_{k=1}^3 b_k \tau^k}, \quad (5.2)$$

que desempeña el papel de  $G_D^V$  en la parametrización de Galster. El término  $a_0 = 1$  y los valores del resto de parámetros están recogidos en el cuadro 5.1.



En el caso del factor de forma del neutrón, se hace uso de la parametrización de Galster dada en [G<sup>+</sup>71], es decir,

$$G_E^n(Q^2) = \frac{A\tau}{1 + B\tau} G_D(Q^2) \quad (5.3)$$

con los valores de  $A$  y  $B$  recogidos en el cuadro 5.1 y  $G_D(Q^2) = (1 + |Q^2|/\Lambda^2)^{-2}$  con  $\Lambda^2 = 0.71 \text{ GeV}^2$ .

F.F.	$a_1$	$b_1$	$b_2$	$b_3$	$A$	$B$
$G_E^p$	$-0.24 \pm 0.12$	$10.82 \pm 0.19$	$12.82 \pm 1.1$	$21.97 \pm 6.8$		
$G_M^p/\mu_p$	$0.12 \pm 0.04$	$10.97 \pm 0.11$	$18.86 \pm 0.28$	$6.55 \pm 1.2$		
$G_M^n/\mu_n$	$2.33 \pm 1.4$	$14.72 \pm 1.7$	$24.20 \pm 9.8$	$84.1 \pm 41$		
$G_E^n$					$1.80 \pm 0.04$	$3.30 \pm 0.32$

Cuadro 5.1: Valores de los parámetros en la parametrización de Kelly [Kel04].

La parametrización A-S incluye correcciones debidas al intercambio de dos fotones (TPE  $\equiv$  “two-photon exchange”) para la descripción de los factores de forma EM. Esta representación es aplicable hasta valores del cuadrimomento transferido  $|Q| \equiv \sqrt{|Q^2|} = 1 \text{ GeV}$  y hace uso del siguiente desarrollo (se denomina fracción continua (CF)):

$$G_{CF}(Q) = \frac{1}{1 + \frac{b_1 Q^2}{1 + \frac{b_2 Q^2}{1 + \dots}}}, \quad (5.4)$$

donde se consideran distintos valores para los parámetros de ajuste,  $b_i$ . Para el caso del factor de forma eléctrico del neutrón,  $G_E^n$ , se ha usado:  $G_E^n(Q) = 0.484 \times Q^2 \times G_{FC}$  con  $Q^2$  dado en unidades de  $\text{GeV}^2$ .

#### ■ Modelos basados en VMD (“Vector Meson Dominance”)

Los modelos basados en VMD describen de una forma más fundamental los factores de forma del nucleón. En ellos, se considera que el fotón virtual intercambiado en la interacción se transforma en un mesón vectorial, el cual se acopla al correspondiente hadrón (el lector interesado puede consultar los textos de carácter general [Bha88, TW01]). Así, los factores de forma del nucleón son expresados en términos de los propagadores de los mesones y de los factores de forma del mesón-nucleón. Dentro de este formalismo existe en la literatura una gran variedad de descripciones distintas. Algunas de las más representativas son: i) Höhler [H<sup>+</sup>76], basada en el uso de relaciones de dispersión para obtener la contribución del continuo pión-pión ( $\pi\pi$ ) ajustando la anchura del mesón  $\rho$  mediante una forma funcional de la masa, y representado los mesones  $\omega$  y  $\phi$  mediante polos simples; y ii) Gari-Krumpelmann [GK85] que incorpora el comportamiento a alto  $|Q^2|$  proporcionado por pQCD.

En el marco de los modelos VMD, en este trabajo presentamos resultados correspondientes a dos de las descripciones más recientes encontradas en la literatura. Por un lado, usamos el modelo, denotado como GKex [Lom02, Lom01, C+10c], desarrollado por Lomon y colaboradores y cuya validez se extiende a un amplio rango de momentos transferidos. Este modelo es una generalización del original GK, incorporando además de la condición asintótica impuesta por pQCD, efectos debido a los mesones  $\rho$ ,  $\rho'$ ,  $\omega$ ,  $\omega'$  y  $\phi$  e incluyendo una anchura para el  $\rho$ . Por otro lado, también consideramos el modelo desarrollado por Beluskin, Hammer y Meißner [BHM07] (modelo BHM) que puede considerarse como una extensión del modelo original de Höhler. Además de las relaciones de dispersión, el modelo BHM incluye contribuciones al continuo de los pares  $\pi\pi$ ,  $K\bar{K}$  y  $\rho\pi$ , e incorpora la convergencia asintótica predicha por la pQCD para altos valores de  $|Q|^2$ . En el trabajo [BHM07], los autores usan dos aproximaciones distintas para reproducir la dependencia dinámica en la región de alto  $|Q^2|$  (región en la cual pQCD es aplicable): i) aproximación de superconvergencia (SC), que denotaremos como BHM-SC, y ii) aproximación del continuo pQCD, denotada como BHM-pQCD. En la primera, el comportamiento asintótico se obtiene eligiendo los residuos de los polos de los mesones vectoriales de tal forma que la función espectral que surge sea consistente con el comportamiento asintótico (ver [BHM07] para más detalles). En la aproximación BHM-pQCD se fuerza explícitamente a que el modelo se comporte en la forma predicha por pQCD.

En la Fig. 5.1 presentamos los factores de forma EM del nucleón predichos por los modelos anteriormente descritos en función de  $|Q^2|$ . Los resultados son comparados con una amplia variedad de datos experimentales. Como puede observarse, todos los modelos reproducen razonablemente bien los datos a bajo  $|Q^2|$ , con una dispersión relativamente pequeña entre las distintas curvas. Por el contrario, para valores crecientes de  $|Q^2|$ , la dispersión entre las distintas curvas se hace notablemente mayor. En particular, los valores de  $G_E^p/G_D$  predichos por el modelo A-S, empiezan a crecer rápidamente para  $|Q^2| \geq 2$  GeV<sup>2</sup>. Para el resto de modelos el comportamiento es el inverso, consiguiendo reproducir de forma razonable los datos de medidas de polarización para valores de  $|Q^2|$  por encima de 1.8 GeV<sup>2</sup>. Nótese que el modelo A-S fue desarrollado para su uso en el rango  $|Q^2| \leq 1$  GeV<sup>2</sup>.

En el caso del factor de forma  $G_M^p$  (panel superior-derecho), los datos cubren un rango mucho más amplio del cuadrimento transferido. Como se muestra en la figura 5.1, el cociente  $G_M^p/(\mu_p G_D)$  es aproximadamente la unidad hasta  $|Q^2| \sim 1$  GeV<sup>2</sup>. A partir de ese valor, crece hasta alcanzar su máximo en la región en torno a 3–5 GeV<sup>2</sup> para, a continuación, decrecer rápidamente en la zona de  $|Q^2| > 7$  GeV<sup>2</sup>. Todas las prescripciones reproducen el comportamiento general en la región de altos  $|Q^2|$ , con excepción del modelo

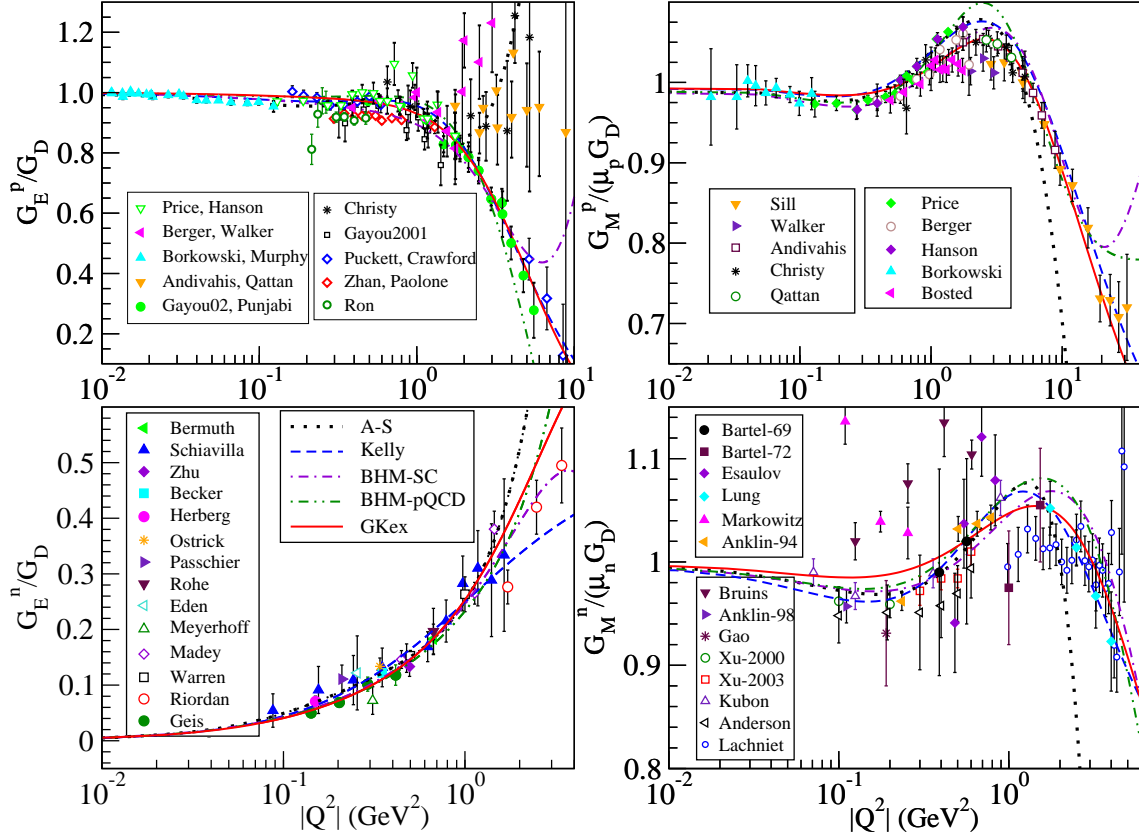


Figura 5.1: Presentamos los factores de forma del nucleón obtenidos usando distintos modelos y su comparación con los datos experimentales. El factor de forma eléctrico del protón (panel superior-derecha) correspondiente a Gayou2002, Gayou2001, Punjabi, Puckett, Zhan, Ron, Paolone y Crawford se han obtenido dividiendo los valores experimentales de  $R_p$  por el valor de  $G_M^p/\mu_p$  predicho por el modelo GKex. El mismo procedimiento se sigue para Geis en el caso del factor de forma eléctrico del neutrón (panel inferior-izquierda), pero usando el valor de  $G_M^n/\mu_n$  predicho por el modelo GKex. Los datos han sido tomados de las referencias [P<sup>+</sup>71, B<sup>+</sup>71, H<sup>+</sup>73, B<sup>+</sup>75, W<sup>+</sup>94, M<sup>+</sup>74, A<sup>+</sup>94a, Q<sup>+</sup>05, G<sup>+</sup>02, G<sup>+</sup>01, P<sup>+</sup>05, C<sup>+</sup>01, P<sup>+</sup>10b, C<sup>+</sup>07, P<sup>+</sup>10a, Z<sup>+</sup>11, R<sup>+</sup>11, B<sup>+</sup>90, S<sup>+</sup>93a, W<sup>+</sup>04, R<sup>+</sup>10, G<sup>+</sup>08, X<sup>+</sup>03, A<sup>+</sup>07c, L<sup>+</sup>09, M<sup>+</sup>03, Z<sup>+</sup>01, S<sup>+</sup>01, B<sup>+</sup>03, B<sup>+</sup>99, H<sup>+</sup>99, O<sup>+</sup>99, P<sup>+</sup>99, R<sup>+</sup>99, E<sup>+</sup>94, M<sup>+</sup>94a, K<sup>+</sup>02, X<sup>+</sup>00, A<sup>+</sup>98b, B<sup>+</sup>95, A<sup>+</sup>94b, G<sup>+</sup>94, L<sup>+</sup>93, M<sup>+</sup>93, E<sup>+</sup>87, B<sup>+</sup>72, B<sup>+</sup>69].

A-S, que como se mencionó anteriormente, sólo es aplicable cuando  $|Q^2| < 1 \text{ GeV}^2$ . También es interesante señalar que el modelo BHM-pQCD claramente sobrestima los datos en la región de  $|Q^2|$  donde se alcanza el máximo.

Como se mencionó en párrafos anteriores, la extracción de los factores de forma del neutrón a partir de medidas de dispersión electrón-deuterón y electrón- $^3\text{He}$ , lleva asociada mayores incertidumbres, así como una mayor restricción en el rango de momentos transferidos que resulta accesible experimentalmente. Esto se pone claramente de manifiesto en los paneles inferiores de la Fig. 5.1. En ese caso, los cinco modelos reproducen de forma aceptable el promedio de los datos experimentales, ajustando razonablemente bien el comportamiento a alto  $|Q^2|$  (de nuevo con la excepción de A-S). Finalmente, los datos para  $G_E^n/G_D$  presentados en el panel inferior-izquierdo, son comparados con los cinco modelos. En este caso, los datos son extraídos mediante el uso de diferentes técnicas de polarización y del análisis del factor de forma cuadrupolar del deuterón [S<sup>+</sup>01]. A partir de la comparación con las predicciones teóricas podemos concluir que los modelos reproducen de forma aceptable los datos hasta aproximadamente  $|Q^2| \sim 1 \text{ GeV}^2$ . Para valores más altos de  $|Q^2|$ , la dispersión entre las distintas líneas empieza a crecer, cambiando incluso la pendiente de la curva en el caso BHM-SC.

Para completar la discusión de los factores de forma EM, en la Fig. 5.2 presentamos el reciente estudio realizado por Bernauer *et al.* [B<sup>+</sup>10]. En él, alrededor de 1400 medidas de dispersión elástica electrón-protón fueron realizadas para un cuadrimento transferido que llega hasta  $|Q^2| \sim 1 \text{ GeV}^2$ . La línea blanca discontinua de la Fig. 5.2 representa el mejor ajuste de esos datos, mientras que las áreas azules representan los errores estadísticos y sistemáticos (incluyendo también efectos debidos a las correcciones coulombianas, ver [B<sup>+</sup>10] para más detalles). En la Fig. 5.1, estos datos son comparados con el modelo GKex (línea roja). Para simplificar la discusión, también se han incluido en el gráfico datos extraídos mediante separación Rosenbluth (panel superior e intermedio) y datos obtenidos a partir de experimentos de polarización (panel inferior).

En el panel superior se presenta el factor de forma eléctrico del protón normalizado por la forma dipolar. Nótese que la predicción del modelo GKex sobrestima ligeramente el comportamiento de los datos de Bernauer *et al.*, sin embargo, reproduce las medidas más antiguas de Price *et al.* [P<sup>+</sup>71]. Es importante señalar que para momentos transferidos por debajo de  $0.7 \text{ GeV}^2$  la discrepancia entre GKex y los datos de Bernauer *et al.* y Borkowski *et al.* [B<sup>+</sup>75] es aproximadamente  $\sim 2\%$  en promedio. Los resultados para el factor de forma magnético del protón se presentan en el panel intermedio. En este caso, el modelo GKex ajusta bastante bien los datos antiguos pero subestima los de Bernauer *et al.*; la diferencia es aproximadamente del orden de un  $4\%$  en  $|Q^2| = 0.7 \text{ GeV}^2$ . Finalmente, en el panel inferior mostramos el cociente  $R_p = \mu_p G_E^p / G_M^p$ . Aquí, comparamos los datos más recientes encontrados en la literatura, Paolone *et al.*, [P<sup>+</sup>10a], Zhan *et al.* [Z<sup>+</sup>11] y Ron *et*

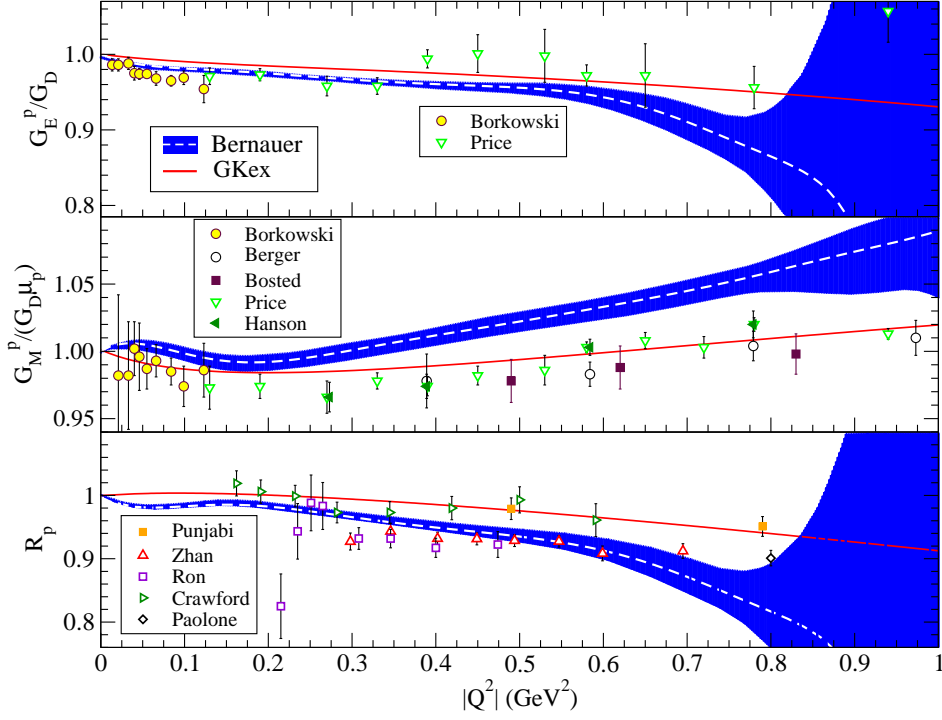


Figura 5.2: Comparación de los valores experimentales de los factores de forma EM del nucleón (ver Fig. 5.1 para las referencias) con el modelo GKex y con los datos de Bernauer *et al.* [B<sup>+</sup>10] (ver texto para más detalles).

*al.* [R<sup>+</sup>11], con aquellos de Bernauer *et al.*. Encontramos que dentro de las barras de error, el acuerdo es aceptable. Sin embargo, estos resultados difieren respecto a medidas más antiguas Punjabi *et al.* [P<sup>+</sup>05] y Crawford *et al.* [C<sup>+</sup>07], en aproximadamente  $\sim 6 - 7\%$  para  $|Q^2| = 0.7 \text{ GeV}^2$ . Posteriormente estudiaremos los efectos que la distinta descripción de los factores de forma EM (Bernauer *et al.* *vs* GKex) producen en la asimetría PV. En resumen, las discrepancias entre los datos pertenecientes a los diferentes experimentos y las predicciones del modelo GKex son inferiores a un  $6 - 7\%$  en el rango  $|Q^2| \leq 0.7 - 0.8 \text{ GeV}^2$  (intervalo aproximado de  $|Q^2|$  en el que existen medidas de la asimetría PV).

## 5.2. Descomposición de sabor

La estructura general de las corrientes vector y axial-vector en el canal leptónico (en primer orden) es:  $j_V^\mu \sim \bar{u}_\ell \gamma^\mu u_\ell$  y  $j_A^\mu \sim \bar{u}_\ell \gamma^\mu \gamma^5 u_\ell$ , con  $u_\ell$  el espinor de Dirac del leptón. Las corrientes hadrónicas,  $J_\mu^{EM}$ ,  $J_\mu^{WNC,V}$  y  $J_\mu^{WNC,A}$ , vienen caracterizadas por los

correspondientes operadores de corriente de los quarks:

$$J_\mu^{EM} = \langle N_f | \Gamma_\mu^{EM} | N_i \rangle = \langle N_f | \sum_q Q_q \bar{u}_q \gamma_\mu u_q | N_i \rangle \quad (5.5)$$

$$J_\mu^{Z,V} = \langle N_f | \Gamma_\mu^{Z,V} | N_i \rangle = \langle N_f | \sum_q g_V^q \bar{u}_q \gamma_\mu u_q | N_i \rangle \quad (5.6)$$

$$J_\mu^{Z,A} = \langle N_f | \Gamma_\mu^{Z,A} | N_i \rangle = \langle N_f | \sum_q g_A^q \bar{u}_q \gamma_\mu \gamma_5 u_q | N_i \rangle, \quad (5.7)$$

donde  $Z, V$  ( $Z, A$ ) hace referencia a la contribución vector (axial-vector) en la corriente débil, y la suma se extiende a los seis sabores de quarks:  $u, d, s, c, b$  y  $t$ . El término  $Q_q$  representa la carga EM del leptón, y  $g_V^q$  ( $g_A^q$ ) la correspondiente carga vector (axial-vector) del sector débil. El término  $|N_{i,f}\rangle$  representa el estado inicial/final del nucleón.

En lo que sigue, restringimos la descripción de los estados hadrónicos a la contribución de los tres quarks más ligeros:  $u, d, s$  <sup>(1)</sup>. Así, comparando las ecs. (5.5, 5.6, 5.7) con las expresiones de los operadores de corriente (4.23, 4.24) podemos escribir:

$$J_{EM}^\mu = \langle N_f | \sum_q Q_q \left[ F_1^q \gamma^\mu + i \frac{F_2^q}{2M} \sigma^{\mu\nu} Q_\nu \right] | N_i \rangle, \quad (5.8)$$

$$J_{Z,V}^\mu = \langle N_f | \sum_q g_V^q \left[ \tilde{F}_1^q \gamma^\mu + i \frac{\tilde{F}_2^q}{2M} \sigma^{\mu\nu} Q_\nu \right] | N_i \rangle, \quad (5.9)$$

$$J_{Z,A}^\mu = \langle N_f | \sum_q g_A^q \left[ G_A^q \gamma^\mu \gamma^5 + \frac{\tilde{G}_P^q}{M_N} Q^\mu \gamma^5 \right] | N_i \rangle. \quad (5.10)$$

Estas expresiones muestran claramente la descomposición de los factores de forma del nucleón en términos de las contribuciones de cada sabor:

$$F_{1,2}^{(p,n)} = \sum_{j=u,d,s} Q_j F_{1,2}^{j,(p,n)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{u,(p,n)} - \frac{1}{3} \left( F_{1,2}^{d,(p,n)} + F_{1,2}^{s,(p,n)} \right), \quad (5.11)$$

$$\tilde{F}_{1,2}^{(p,n)} = \sum_{j=u,d,s} g_V^j F_{1,2}^{j,(p,n)} = \left( 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^{u,(p,n)} - \left( 1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) \left( F_{1,2}^{d,(p,n)} + F_{1,2}^{s,(p,n)} \right), \quad (5.12)$$

$$G_A^{(p,n)} = \sum_{j=u,d,s} g_A^j G_A^{j,(p,n)} = -G_A^{u,(p,n)} + G_A^{d,(p,n)} + G_A^{s,(p,n)}; \quad (5.13)$$

De modo alternativo, las ecs. (5.11, 5.12) pueden escribirse en la forma:

$$G_{E,M}^{(p,n)} = \sum_{j=u,d,s} Q_j G_{E,M}^{j,(p,n)} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{u,(p,n)} - \frac{1}{3} \left( G_{E,M}^{d,(p,n)} + G_{E,M}^{s,(p,n)} \right), \quad (5.14)$$

$$\tilde{G}_{E,M}^{(p,n)} = \sum_{j=u,d,s} g_V^j G_{E,M}^{j,(p,n)} = \left( 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \right) G_{E,M}^{u,(p,n)} - \left( 1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) \left( G_{E,M}^{d,(p,n)} + G_{E,M}^{s,(p,n)} \right). \quad (5.15)$$

---

<sup>1</sup>El error introducido por la omisión de los quarks más pesados se estima del orden de  $10^{-4}$  ( $10^{-2}$ ) para la corriente vector (axial-vector) [KM88, MD92].

Hemos sustituido los valores de los operadores de carga leptónica EM,  $Q_q^j$ , débil vector,  $g_V^j$ , y débil axial-vector,  $g_A^j$ , por sus valores dados en el cuadro 1.1. El índice  $(p, n)$  especifica la especie nucleónica: protón o neutrón.

Veamos cómo se pueden determinar estos factores de forma de sabor. Consideremos conocidos los factores de forma EM del protón,  $G_{E,M}^p$ . Por otra parte, supongamos que a partir de la asimetría PV podemos obtener información directa sobre los factores de forma débiles  $\tilde{G}_{E,M}^p$ . La separación (y determinación) de las distintas contribuciones de sabor en el protón requeriría una condición adicional a las dos ecuaciones mostradas en (5.14, 5.15). Este mismo razonamiento es aplicable al caso de neutrones, aunque en esta situación la precisión con la que se conocen los factores de forma EM es mucho menor. Además, obtener información sobre  $\tilde{G}_{E,M}^n$  necesita de medidas de  $\mathcal{A}^{PV}$  en dispersión elástica y cuasielástica de electrones por núcleos (generalmente núcleos ligeros: deuterio [BPS05], helio [A+07a]), lo que introduce importantes complicaciones.

Este problema se resuelve, en parte, al considerar la propiedad de simetría de carga, la cual establece que el intercambio de un quark  $u(\bar{u})$  por uno  $d(\bar{d})$  convierte un protón en un neutrón. Así, se tiene  $G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n}$ ,  $G_{E,M}^{d,p} = G_{E,M}^{u,n}$  y  $G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n}$  <sup>(2)</sup>. En esta situación podemos reescribir las ecs. (5.13, 5.14, 5.15) de la siguiente forma

$$G_{E,M}^p = \frac{2}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}(G_{E,M}^d + G_{E,M}^s), \quad (5.16)$$

$$G_{E,M}^n = \frac{2}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}(G_{E,M}^u + G_{E,M}^s), \quad (5.17)$$

$$\tilde{G}_{E,M}^p = (1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W)G_{E,M}^u - (1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W)(G_{E,M}^d + G_{E,M}^s), \quad (5.18)$$

$$\tilde{G}_{E,M}^n = (1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W)G_{E,M}^d - (1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W)(G_{E,M}^u + G_{E,M}^s), \quad (5.19)$$

$$G_A^p = -G_A^u + G_A^d + G_A^s, \quad (5.20)$$

$$G_A^n = G_A^u - G_A^d + G_A^s. \quad (5.21)$$

Nótese que los factores de forma de sabor están referidos al protón; sin embargo, por simplificar la notación, hemos prescindido del superíndice  $p$ . En resumen, hemos descompuesto los factores de forma del nucleón en términos de los factores de forma de sabor asociados a los tres quarks considerados relevantes en la dinámica del nucleón:  $u$ ,  $d$  y  $s$ .

Analicemos primero los factores de forma asociados a la corriente vector. Los factores de forma EM del nucleón han sido discutidos en la sección anterior, y en términos generales, se concluye que existe un buen conocimiento sobre los mismos, tanto en el límite estático ( $Q^2=0$ ) como en su comportamiento dinámico. Por otro lado, la asimetría de violación de paridad electrón-protón, cuyo análisis es uno de los principales objetivos

---

<sup>2</sup>En la referencia [Mil98] se estima que la incertidumbre asociada a la rotura de esta simetría es de aproximadamente el 1% o inferior.

de este trabajo, proporciona información sobre los factores de forma débiles eléctrico y magnético del protón. Por ello, suponiendo conocidos  $G_{E,M}^{p,n}$ ,  $\tilde{G}_{E,M}^p$  y, considerando simetría de carga, sería posible resolver completamente el sistema de ecs. (5.16, 5.17, 5.18):

$$G_{E,M}^u = (3 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^p - \tilde{G}_{E,M}^p, \quad (5.22)$$

$$G_{E,M}^d = (2 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^p + G_{E,M}^n - \tilde{G}_{E,M}^p, \quad (5.23)$$

$$G_{E,M}^s = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^p - G_{E,M}^n - \tilde{G}_{E,M}^p. \quad (5.24)$$

De esta forma podría obtenerse la distribución magnética y de carga de cada sabor en el nucleón:  $G_{E,M}^{u,d,s}$  <sup>(3)</sup>.

Los factores de forma de sabor se normalizan de forma análoga a los factores de forma EM. Por tanto, una vez factorizada la carga, en el límite estático,  $Q^2 = 0$ , los factores de forma eléctricos de sabor representan el número neto de quarks en el nucleón:

$$G_E^u(0) = 2, \quad G_E^d(0) = 1, \quad G_E^s(0) = 0. \quad (5.25)$$

De estas expresiones se deduce inmediatamente el valor de la carga débil del protón y del neutrón

$$Q_W^p \equiv \tilde{G}_E^p(0) = 1 - 4 \sin^2 \theta_W, \quad Q_W^n \equiv \tilde{G}_E^n(0) = -1. \quad (5.26)$$

Por otro lado, los factores de forma magnéticos de sabor en el límite estático se expresan en la forma:

$$G_M^u(0) = \mu_u, \quad G_M^d(0) = \mu_d, \quad G_M^s(0) = \mu_s, \quad (5.27)$$

de tal forma que  $\mu_u$ ,  $\mu_d$  y  $\mu_s$  deben cumplir las relaciones:

$$\mu_p \equiv \frac{2}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_s, \quad (5.28)$$

$$\mu_n \equiv \frac{2}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_s, \quad (5.29)$$

donde  $\mu_p$  ( $\mu_n$ ) es el valor predicho para el momento magnético del protón (neutrón) introducido en la sección previa. Reordenando las ecuaciones previas podemos definir el momento magnético débil del protón y del neutrón:

$$\tilde{\mu}_p \equiv \tilde{G}_M^p(0) = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \mu_p - \mu_n - \mu_s, \quad (5.30)$$

$$\tilde{\mu}_n \equiv \tilde{G}_M^n(0) = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \mu_n - \mu_p - \mu_s. \quad (5.31)$$

En el caso de los factores de forma asociados al sector axial-vector, relegamos la discusión al apartado siguiente en el que se realiza la descomposición de la corriente en sus contribuciones isovector e isoescalar. En ese contexto, los parámetros que aparecen en el

---

<sup>3</sup>Nótese que, dada la ec. (5.24) y suponiendo conocidos  $G_{E,M}^{p,n}$ , determinar  $\tilde{G}_{E,M}^p$  es equivalente a determinar  $G_{E,M}^s$ , que es lo que hacemos en este trabajo a partir del análisis de la asimetría PVep.



factor de forma axial-vector pueden relacionarse de forma natural con ciertos observables experimentales. Por el momento, mencionamos sólo que la normalización del factor de forma axial de sabor en  $Q^2 = 0$ , *i.e.*,  $G_A^q(0)$ , representa la contribución del quark  $q$  ( $q = u, d, s$ ) al espín neto del protón; es decir,  $G_A^q(0) = \Delta q$ .

### 5.3. Descomposición en términos de los generadores de $SU(3)$

Resulta conveniente, por motivos que se harán evidentes en la discusión que sigue, la descomposición de las corrientes EM y débil neutra respecto a los generadores de  $SU(3)$ . Con tal fin, en este trabajo seguimos un desarrollo paralelo al descrito en [M<sup>+</sup>94b] y que, por completitud, describimos a continuación. Introducimos los operadores de corriente en términos de las corrientes octete y singlete de  $SU(3)$ :

$$V_\mu^{(a)} \equiv \bar{q} \frac{\lambda^a}{2} \gamma_\mu q, \quad A_\mu^{(a)} \equiv \bar{q} \frac{\lambda^a}{2} \gamma_\mu \gamma_5 q, \quad (5.32)$$

donde  $q$  representa el triplete de quarks ( $u, d, s$ ),  $\lambda^0 = \frac{2}{3}\mathbf{1}$  y  $\lambda^a$  con  $a = 1, \dots, 8$  son las matrices  $SU(3)$  de Gell-Mann. Las corrientes electromagnética y neutra-débil pueden construirse a partir de los seis términos diagonales siguientes:

$$V_\mu^{(0)} \equiv \frac{1}{3} [\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s] \quad (5.33)$$

$$V_\mu^{(3)} \equiv \frac{1}{2} [\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d] \quad (5.34)$$

$$V_\mu^{(8)} \equiv \frac{1}{2\sqrt{3}} [\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d - 2\bar{s}\gamma_\mu s] \quad (5.35)$$

$$A_\mu^{(0)} \equiv \frac{1}{3} [\bar{u}\gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu \gamma_5 d + \bar{s}\gamma_\mu \gamma_5 s] \quad (5.36)$$

$$A_\mu^{(3)} \equiv \frac{1}{2} [\bar{u}\gamma_\mu \gamma_5 u - \bar{d}\gamma_\mu \gamma_5 d] \quad (5.37)$$

$$A_\mu^{(8)} \equiv \frac{1}{2\sqrt{3}} [\bar{u}\gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu \gamma_5 d - 2\bar{s}\gamma_\mu \gamma_5 s], \quad (5.38)$$

donde, respecto al isospín fuerte, las componentes  $0^{th}$  (singlete) y  $8^{th}$  (octete) son operadores de tipo isoescalar, mientras que las componentes  $3^{th}$  son isovectoriales. Asimismo, las componentes isoescalar ( $T = 0$ ) e isovector ( $T = 1$ ) en el operador de corriente electromagnética pueden relacionarse directamente con  $V_\mu^{(8)}$  y  $V_\mu^{(3)}$  a través de las expresiones:

$$\Gamma_\mu^{EM} = \Gamma_\mu^{EM}(T = 0) + \Gamma_\mu^{EM}(T = 1), \quad (5.39)$$

donde

$$\Gamma_\mu^{EM}(T = 0) = \frac{1}{\sqrt{3}} V_\mu^{(8)}; \quad \Gamma_\mu^{EM}(T = 1) = V_\mu^{(3)}. \quad (5.40)$$

Puesto que un objetivo esencial en este trabajo es el estudio de la contribución del quark extraño ( $s$ ) en los distintos observables, es útil expresar los dos términos isoescalares  $V_\mu^{(0)}$  y  $A_\mu^{(0)}$  en la forma siguiente:

$$V_\mu^{(0)} = \frac{2}{\sqrt{3}}V_\mu^{(8)} + V_\mu^{(s)}, \quad A_\mu^{(0)} = \frac{2}{\sqrt{3}}A_\mu^{(8)} + A_\mu^{(s)}, \quad (5.41)$$

donde hemos introducido de forma explícita la estructura vector y axial-vector de Dirac entre quarks con sabor extraño:

$$V_\mu^{(s)} \equiv \bar{s}\gamma_\mu s, \quad A_\mu^{(s)} \equiv \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s. \quad (5.42)$$

Haciendo uso de estas relaciones, la contribución vector y axial-vector en la corriente débil neutra (5.6,5.7) viene dada por:

$$\Gamma_\mu^V = \xi_V^{T=1}\Gamma_\mu^{EM}(T=1) + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}\Gamma_\mu^{EM}(T=0) + \xi_V^{(0)}V_\mu^{(s)}, \quad (5.43)$$

$$\Gamma_\mu^A = \xi_A^{T=1}A_\mu^{(3)} + \xi_A^{T=0}A_\mu^{(8)} + \xi_A^{(0)}A_\mu^{(s)}, \quad (5.44)$$

donde se muestra la separación de ambos operadores de corriente en sus contribuciones isoescalar e isovector (<sup>4</sup>).

Los coeficientes  $\xi$ 's introducidos en las ecuaciones previas son constantes de acoplamiento, y sus expresiones, sin incluir correcciones radiativas (“*tree-level*”), son:

$$\xi_V^{T=1} = g_V^u - g_V^d = 2(1 - 2\sin^2\theta_W), \quad (5.45)$$

$$\sqrt{3}\xi_V^{T=0} = 3(g_V^u + g_V^d) = -4\sin^2\theta_W, \quad (5.46)$$

$$\xi_V^{(0)} = g_V^u + g_V^d + g_V^s = -1, \quad (5.47)$$

$$\xi_A^{T=1} = g_A^u - g_A^d = -2, \quad (5.48)$$

$$\xi_A^{T=0} = \sqrt{3}(g_A^u + g_A^d) = 0, \quad (5.49)$$

$$\xi_A^{(0)} = g_A^u + g_A^d + g_A^s = 1. \quad (5.50)$$

En las expresiones generales para los operadores de corriente hadrónicos de la corriente débil neutra, (5.43, 5.44), la física asociada a la teoría electrodébil está contenida en las constantes de acoplamiento  $\xi$ 's, mientras que los efectos hadrónicos están ligados a los elementos de matriz de las corrientes de los quarks: operadores  $\Gamma_\mu^{EM}$ ,  $V_\mu^{(s)}$ ,  $A_\mu^{(3,8)}$  y  $A_\mu^{(s)}$ .

En términos de esta descomposición, y como consecuencia de la simetría de carga, los factores de forma débiles del nucleón pueden escribirse de la siguiente forma:

$$\tilde{G}_{E,M}^{p,n}(Q^2) = \xi_V^{T=1}G_{E,M}^{T=1}\tau_3 + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}G_{E,M}^{T=0} + \xi_V^{(0)}G_{E,M}^{(s)}, \quad (5.51)$$

$$G_A^{p,n}(Q^2) = \xi_A^{T=1}G_A^{(3)}\tau_3 + \xi_A^{T=0}G_A^{(8)} + \xi_A^{(0)}G_A^{(s)}, \quad (5.52)$$

---

<sup>4</sup>Recuérdese que la contribución del quark extraño en la corriente neutra-débil, tanto en su componente vector como axial, es de tipo puramente isoescalar.

donde  $\tau_3 = \pm 1$  para protón/neutrón. Por otra parte, considerando el estado del nucleón como autoestado del isospín fuerte se tiene:

$$G_{E,M}^{T=1} = \frac{1}{2}[G_{E,M}^p - G_{E,M}^n], \quad (5.53)$$

$$G_{E,M}^{T=0} = \frac{1}{2}[G_{E,M}^p + G_{E,M}^n]. \quad (5.54)$$

Obsérvese que los factores de forma débiles (5.51, 5.52) pueden expresarse en términos de los EM más una contribución extraña. Introduciendo los valores de las constantes de acoplamiento (5.45-5.50), podemos expresar:

$$\tilde{G}_{E,M}^{p,n} = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{p,n} - G_{E,M}^{n,p} - G_{E,M}^{(s)}, \quad (5.55)$$

$$G_A^{p,n} = -2G_A^{(3)} \tau_3 + G_A^{(s)}. \quad (5.56)$$

Por tanto, el grado de fiabilidad de los análisis de observables de violación de paridad en dispersión electrón-protón depende directamente del control que se tenga sobre la estructura EM y axial del nucleón. En la sección previa se discutió el estado actual en la descripción de los factores de forma EM, concluyendo que los modelos describen de forma aceptable los datos experimentales. Respecto a la estructura axial, a continuación presentamos un estudio en detalle de la misma. Al contrario de lo que sucede en procesos de dispersión neutrino-nucleón (núcleo), en el caso de observables de violación de paridad electrón-protón, la influencia de la estructura axial del nucleón es relativamente pequeña debido a la magnitud de la carga débil del protón. Así pues, el análisis de los datos de asimetría PV es una herramienta segura para determinar el contenido de extrañeza en la estructura del nucleón.

## 5.4. Factor de forma axial-vector: $G_A$

Como se ha descrito anteriormente, el factor de forma axial-vector de la corriente neutra del nucleón puede ser descompuesto en sus contribuciones isovector, isoescalar y de extrañeza,

$$G_A^{p,n}(Q^2) = \xi_A^{T=1} G_A^{(3)} \tau_3 + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)} + \xi_A^{(0)} G_A^{(s)}. \quad (5.57)$$

Al contrario que las corrientes puramente vectoriales, la corriente axial-vector no se conserva, por tanto, el valor del factor de forma axial-vector en el límite  $Q \rightarrow 0$  no está determinado por ninguna simetría exacta. Sin embargo, el término  $G_A^{(3)}(0)$  puede ser determinado a partir de medidas de decaimientos  $\beta$  Gamow-Teller. Análogamente, puede obtenerse información sobre  $G_A^{(8)}$  a partir de medidas de decaimiento  $\beta$  en neutrones e hiperones considerando invariancia en el isospín. En general, puede escribirse:  $G_A^{(3)}(0) = (F + D)/2$  con  $F + D \equiv g_A$ , y  $G_A^{(8)} = (3F - D)/(2\sqrt{3})$ . Los términos  $F$  y  $D$  representan

los elementos de matriz de la corriente débil axial para los estados de diferentes hiperones pertenecientes al octete de  $SU(3)$  (ver Refs. [MD92, M<sup>+</sup>94b, ABM02]).

Respecto a la estructura dinámica de  $G_A$ , es decir, su dependencia con  $Q^2$ , el procedimiento habitual consiste en parametrizar los datos usando la función dipolar:  $G_A^{(3,8)} = G_A^{(3,8)}(0)G_D^A(Q^2)$  con  $G_D^A(Q^2) = (1 + |Q^2|/M_A^2)^{-2}$  y  $M_A = (1.032 \pm 0.036)$  GeV el parámetro de masa axial-vector cuyo valor estándar proviene del análisis de procesos de dispersión cuasielásticos de corrientes cargadas (CCQE) neutrino-núcleo (ver Refs. [A<sup>+</sup>87, B<sup>+</sup>81, M<sup>+</sup>82]).

En lo concerniente a la contribución de extrañeza al factor de forma axial-vector, en este trabajo suponemos el mismo tipo de dependencia funcional usada para las contribuciones isovector e isoescalar. El valor del factor de forma axial-vector extraño en el límite  $Q \rightarrow 0$ , como ya se mencionó en la sección previa, se asocia a la contribución del sabor  $s$  al espín total del nucleón. Así, suele definirse  $G_A^s(0) \equiv \Delta s \equiv g_A^{(s)}$ , cuya determinación actualmente es objeto de estudio en numerosos trabajos tanto teóricos como experimentales.

Actualmente, los valores más precisos de  $\Delta s$  corresponden al análisis de medidas de polarización en DIS de neutrinos (ver apartado “Contribución de extrañeza al espín del nucleón” en la sección 1.2). Por otra parte, como fue sugerido en [GCLK93, A<sup>+</sup>97b, A<sup>+</sup>98a, A<sup>+</sup>99b], el observable definido como el cociente de secciones eficaces de protones y neutrones en dispersión cuasielástica de neutrinos por núcleos en corrientes neutras, constituye una fuente independiente para la determinación de  $\Delta s$ . Por ello, este tipo de datos permitiría contrastar los resultados obtenidos a partir de medidas de DIS. Recientemente, la colaboración MiniBooNE [A<sup>+</sup>10a] ha publicado medidas de dispersión cuasielástica neutrino-núcleo en corrientes neutras. Además del análisis de la sección eficaz diferencial que muestra muy poca sensibilidad con la extrañeza axial-vector, se presentan también datos sobre el cociente  $\sigma_p/\sigma_T$  (cociente entre la sección eficaz de protones y la total). Este observable, como acabamos de decir, podría arrojar luz en la determinación del parámetro  $\Delta s$ . A pesar de ello, los estudios llevados a cabo en [GJ<sup>+</sup>13a], y posteriormente en [GJ<sup>+</sup>13b], indican claramente la necesidad de llevar a cabo medidas experimentales más precisas que permitan extraer conclusiones más restrictivas sobre el valor de  $g_A^{(s)}$ . Desde el punto de vista teórico, una de las incertidumbres principales proviene de que la determinación del parámetro de extrañeza axial-vector (a partir del *ratio*) depende del modelo nuclear considerado en la descripción del núcleo blanco y, en mayor medida, del parámetro de masa axial,  $M_A$ , que se elija para la descripción de la dependencia dinámica. En la sección siguiente, cuando se analicen las contribuciones a los factores de forma de las correcciones radiativas, se especificará el valor concreto de extrañeza axial que usamos en este trabajo. Por otro lado, puede afirmarse que, en términos generales, la contribución del factor de forma axial-vector a observables de violación de paridad en dispersión de

electrones queda relativamente oculta debido a la carga débil del protón.

Además de la parametrización dipolar estándar empleada en la descripción de  $G_A$ , resulta interesante el análisis de los resultados cuando se considera una función monopolar. La motivación proviene de los análisis basados en VMD descritos en [Lom01, Lom02] y [C+10c], en los cuales se encuentra que para los factores de forma EM, resulta más natural el comportamiento monopolar que el dipolar. La forma dipolar surge de cancelaciones entre ciertas contribuciones de mesones vectoriales. Estas cancelaciones son las responsables de que los factores de forma magnéticos  $G_M^{p,n}$  tengan un comportamiento similar al dipolar en la región de bajo cuadrimento transferido. Por el contrario, dicho comportamiento no se produce en  $G_E^p$ . De hecho, los datos sobre el factor de forma eléctrico predicen una caída más pronunciada que la producida por la forma dipolar. Por tanto, la situación podría ser diferente para el factor de forma axial-vector: las cancelaciones que llevan a la forma dipolar podrían no ocurrir. De esta forma, en este trabajo hemos estudiado qué efectos produce en la asimetría PV el hecho de considerar una forma monopolar para la descripción dinámica del factor de forma axial-vector:

$$G_M^A(Q^2) = (1 + |Q^2|/\widetilde{M}_A^2)^{-1} \quad (5.58)$$

siendo  $\widetilde{M}_A$  la masa axial-vector monopolar.

En la sección 6.2 analizamos en detalle la asimetría PV comparando los resultados obtenidos con ambas dependencias: dipolar y monopolar, y haciendo uso de diferentes valores de las masas axial-vector,  $M_A$  y  $\widetilde{M}_A$ .

## 5.5. Factores de forma vector extraños: $G_{E,M}^s$

El conocimiento que tenemos actualmente sobre los factores de forma vector extraños del nucleón es mucho más limitado que el relativo a los factores de forma EM. En el límite estático, puesto que el nucleón no presenta extrañeza neta, el factor de forma eléctrico debe satisfacer  $G_E^s(0) = F_1^s(0) = 0$ . Análogamente, el momento magnético extraño se define  $\mu_s \equiv F_2^s(0) \equiv G_M^s(0)$ . En relación a la dependencia funcional con el cuadrimento transferido, el procedimiento estándar consiste en considerar una dependencia dipolar:

$$G_E^s(Q^2) = \rho_s \tau G_D^V(Q^2), \quad G_M^s(Q^2) = \mu_s G_D^V(Q^2) \quad (5.59)$$

con  $G_D^V(Q^2) \equiv (1 + |Q^2|/M_V^2)^{-2}$  y  $M_V$  el parámetro de masa vector. El término  $\rho_s$  viene determinado por la derivada del factor de forma eléctrico respecto a  $\tau$  evaluado en  $\tau = 0$ , es decir,  $\rho_s \equiv dG_E^s/d\tau|_{\tau=0}$ . Un estudio detallado de los parámetros de extrañeza  $\rho_s$  y  $\mu_s$  y su influencia en la asimetría PV será presentado en la sección siguiente.

Por completitud, siguiendo los argumentos dados para el factor de forma axial-vector, también investigamos el efecto de usar una dependencia funcional monopolar. Así,

sustituimos la función  $G_D^V$  en (5.59) por  $\tilde{G}_M^V(Q^2) \equiv (1+|Q^2|/\tilde{M}_V^2)^{-1}$ , donde consideraremos un valor del parámetro de masa vector monopolar,  $\tilde{M}_V$ , distinto al de  $M_V$ .

## 5.6. Correcciones radiativas electrodébiles

Las ecuaciones (5.43, 5.44) con los coeficientes de acoplamiento dados en (5.45–5.50) contienen las contribuciones de orden más bajo en teoría de perturbaciones (*tree-level*). Correcciones de orden más alto tanto en la corriente vector como en la axial-vector se denominan en general correcciones radiativas. Estas correcciones provienen de procesos complejos quark-leptón y son en general dependientes de  $Q^2$  y específicas para cada observable. En el presente trabajo, al igual que hicimos en [GJCD13], seguimos los argumentos descritos en [Liu06, LMRM07, M<sup>+</sup>94b] donde las correcciones radiativas son incorporadas de manera efectiva en el modelo mediante la modificación de las constantes de acoplamiento:

$$\xi_V^{T=1} = g_V^u - g_V^d = 2(1 - 2 \sin^2 \theta_W) [1 + R_V^{T=1}] , \quad (5.60)$$

$$\sqrt{3} \xi_V^{T=0} = 3(g_V^u + g_V^d) = -4 \sin^2 \theta_W [1 + R_V^{T=0}] , \quad (5.61)$$

$$\xi_V^{(0)} = g_V^u + g_V^d + g_V^s = - [1 + R_V^{(0)}] , \quad (5.62)$$

$$\xi_A^{T=1} = g_A^u - g_A^d = -2 [1 + R_A^{T=1}] , \quad (5.63)$$

$$\xi_A^{T=0} = \sqrt{3}(g_A^u + g_A^d) = \sqrt{3}R_A^{T=0} , \quad (5.64)$$

$$\xi_A^{(0)} = g_A^u + g_A^d + g_A^s = 1 + R_A^{(0)} . \quad (5.65)$$

Los coeficientes  $R$ , que introducen de forma efectiva los efectos de las correcciones radiativas, pueden interpretarse como cocientes entre las amplitudes asociadas a los procesos de orden más alto y las correspondientes a *tree-level* <sup>(5)</sup>.

Generalmente las correcciones radiativas suelen separarse en tres términos independientes que entran de forma aditiva en  $R$ :

$$R = \Delta_{h.q.} + R_{one-quark} + R_{many-quark} . \quad (5.66)$$

- $\Delta_{h.q.}$  corresponde a las contribuciones de procesos en los que intervienen los quarks pesados  $c$ ,  $b$  y  $t$  y que, como ya se dijo anteriormente, no consideraremos en este trabajo
- $R_{one-quark}$  contiene las contribuciones de procesos de orden más alto en los que interviene un único quark. Dos ejemplos de diagramas de este tipo son: i)  $\gamma - Z^0$  *mixing diagram* (también llamado contribución de la polarización del vacío), en el

---

<sup>5</sup>Nótese que  $R_A^{(T=0)}$  no puede interpretarse como un cociente de amplitudes debido a que la amplitud axial-vector isoescalar es nula a *tree-level* (para más detalles véase [LMRM07] y referencias allí citadas).

que un fotón  $\gamma$  y un bosón  $Z^0$  se acoplan a un bucle formado por un par  $\bar{q}q$ ; ii)  $\gamma - Z^0$ -“box”, el electrón se acopla al quark mediante el intercambio de dos bosones: un  $\gamma$  y un  $Z^0$ .

Los valores de los coeficientes  $R_{one-quark}$ , se calculan a partir de los valores de las constantes de acoplamiento efectivas quark-electrón que pueden encontrarse en [Y<sup>+</sup>06, A<sup>+</sup>08, N<sup>+</sup>10, B<sup>+</sup>12] y que dependen del esquema de renormalización en el que se trabaje <sup>(6)</sup>. Estas constantes de acoplamiento efectivas,  $C_{1u}$ ,  $C_{1d}$ ,  $C_{2u}$  y  $C_{2d}$ , que incorporan las correcciones radiativas one-quark, se relacionan con las constantes de acoplamiento débil a *tree-level* mediante las relaciones

$$g_V^{u,c,t} = -2C_{1u}, \quad g_V^{d,s,b} = -2C_{1d}, \quad (5.67)$$

$$g_A^{u,c,t} = \frac{2C_{2u}}{1 - 4\sin^2\theta_W}, \quad g_A^{d,s,b} = \frac{2C_{2d}}{1 - 4\sin^2\theta_W}. \quad (5.68)$$

A partir de las ecuaciones anteriores y teniendo en cuenta (5.60-5.65) es fácil deducir el valor de  $R_{one-quark}$ .

- El término  $R_{many-quark}$  incluye los llamados efectos *anapolares* a la asimetría PV. Estos involucran el acoplamiento axial-vector de un fotón con el nucleón (ver [Z<sup>+</sup>00]). Durante el proceso de dispersión, los quarks del nucleón interactúan intercambiando un bosón débil que, de forma efectiva, se traduce en una modificación de la constante de acoplamiento axial. Estudios del factor de forma anapolar y su potencial impacto en la corriente de extrañeza han sido presentados en [MH91, KS93]. En particular, los autores de [MvK00, MVvK00] evalúan el factor de forma anapolar del nucleón en el contexto de la teoría quiral de perturbaciones (CPT) para diversos órdenes. La región cinemática considerada es  $Q \equiv \sqrt{Q^2} \ll M_{QCD}$ , donde  $M_{QCD}$  ( $\sim 1$  GeV) representa el parámetro de escala típico en QCD. En este régimen es posible hacer un desarrollo en potencias de  $Q/M_{QCD}$ . En [MvK00, MVvK00] se presenta la dependencia dinámica del factor de forma anapolar. A pesar de que sería razonable la inclusión de este factor de forma anapolar para el análisis de la asimetría PV, el presente estudio cubre un rango de  $Q^2$  en el que la validez de la expansión en potencias de  $Q/M_{QCD}$  resulta cuestionable. Además, la incertidumbre en el factor de forma axial-vector, descrita a través del uso de diferentes valores de la masa axial, y diversas formas funcionales para describir la dependencia dinámica, hace imposible aislar cualquier otra contribución residual. Por tanto, siguiendo los

---

<sup>6</sup>Para evaluar procesos de alto orden, la teoría debe ser redefinida de forma que tales contribuciones sean finitas. El modelo seguido por los autores de las Refs. [M<sup>+</sup>94b, Liu06, LMRM07], y cuyos resultados son aplicados en este trabajo, es el esquema de renormalización  $\overline{MS}$  (*modified minimum subtraction*; ver por ejemplo [PS95]). En dicho contexto, el ángulo de mezcla débil, o ángulo de Weinberg, toma el valor:  $\sin^2\theta_W = 0.23122 \pm 0.00015$ .

argumentos dados en [M<sup>+</sup>94b, LMRM07, Liu06], en este trabajo las correcciones anapolares son incorporadas a través de las constantes  $R$ . Para ello, se usan los resultados presentados en [Z<sup>+</sup>00], una vez han sido renormalizados al esquema  $\overline{\text{MS}}$  (véase [Liu06]).

Nótese que las correcciones del tipo “*many-quark*” o correcciones anapolares sólo entran en la parte axial-vector de la corriente.

A continuación, presentamos los valores de los coeficientes  $R$  usados en este trabajo, y que se corresponden con los señalados en [LMRM07]. Las correcciones radiativas que entran en la parte vector son:

$$R_V^{T=0} = \frac{R_V^n - (1 - 4 \sin^2 \theta_W) R_V^p}{4 \sin^2 \theta_W}, \quad (5.69)$$

$$R_V^{T=1} = \frac{(1 - 4 \sin^2 \theta_W) R_V^p + R_V^n}{2(1 - 2 \sin^2 \theta_W)}, \quad (5.70)$$

donde  $R_V^p = -0.0520$ ,  $R_V^n = -0.0123$  y  $R_V^{(0)} = -0.0123$ . Nótese que, además de los efectos “*one-quark*” descritos anteriormente, los coeficientes incorporan contribuciones de QCD perturbativa y otros efectos debidos a la interacción fuerte calculados en las Refs. [EURM03, ERM05a]. Por otro lado, los coeficientes de las correcciones radiativas para la parte axial-vector, se resumen en el cuadro 5.2.

	$R_A^{T=1}$	$R_A^{T=0}$	$R_A^{(0)}$
One-quark	-0.172	-0.253	-0.551
Many-quark	-0.086(0.34)	0.014(0.19)	N/A
Total	-0.258(0.34)	-0.239(0.20)	-0.55(0.55)
Parámetros		Valores	
	$g_A$	1.2695	
	$3F - D$	0.58(0.12)	
	$\Delta s$	-0.07(0.06)	

Cuadro 5.2: Valores de los parámetros incluidos en Eq. (5.71) (ver [LMRM07, Y<sup>+</sup>06]). El panel superior incluye correcciones a las cargas axiales de procesos “*one-quark*” [Y<sup>+</sup>06] y “*many-quark*” [Z<sup>+</sup>00]. En el panel inferior se da el valor del factor de forma isovector axial correspondiente a momento transferido nulo,  $g_A$  (ver [TY07a, TY07b, YCTR07]). Los elementos de matriz reducidos de SU(3),  $3F - D$ , han sido tomados de [FJ01]. La contribución del quark extraño al espín del nucleón,  $\Delta s$ , corresponde al valor dado en [A<sup>+</sup>97a].

En procesos de dispersión neutrino-núcleo/nucleón, la expresión en primer orden (*tree-level*) es una buena aproximación [MH90, HP93]. Sin embargo, en dispersión de



electrones las correcciones radiativas pueden ser importantes. Siguiendo la notación usada habitualmente en este tipo de trabajos, definimos  $G_A^{e,p} \equiv G_A^p$ , donde:

$$G_A^{e,p}(Q^2) = - \left[ g_A(1 + R_A^{T=1}) - \frac{3F - D}{2} R_A^{T=0} - \Delta_S(1 + R_A^{(0)}) \right] G_D^A(Q^2) \quad (5.71)$$

representa el factor de forma axial-vector que será usado en este trabajo. Nótese que el factor de forma axial-vector contiene correcciones radiativas específicas del proceso de dispersión electrón-protón, y es, por tanto, distinto de aquél asociado a procesos de otra naturaleza como la dispersión neutrino-núcleo/nucleón.

# Capítulo 6

## Asimetría de violación de paridad ( $\mathcal{A}^{PV}$ ): análisis de los resultados

En esta sección presentamos un análisis sistemático de la asimetría PV para el proceso elástico de dispersión electrón-protón. Se han considerado diferentes situaciones cinemáticas, incluyendo dispersión en ángulos hacia adelante y hacia atrás. En este estudio comparamos nuestras predicciones con una gran variedad de datos experimentales. Asimismo, mostramos la contribución a  $\mathcal{A}^{PV}$  de los tres factores de forma que contribuyen en la asimetría: eléctrico, magnético y axial-vector.

Analizamos los ingredientes que entran en la descripción del proceso, es decir, la estructura EM y débil neutra, estudiando el efecto que producen en  $\mathcal{A}^{PV}$ . En particular, se investiga en detalle el efecto de la descripción dinámica del factor de forma axial-vector, es decir, la forma funcional dipolar frente a la monopolar, así como el uso de distintos valores para el parámetro de masa axial. Finalmente, se discute cómo el contenido de extrañeza en la parte vector de la corriente puede modificar  $\mathcal{A}^{PV}$ . Debido a la sensibilidad de  $\mathcal{A}^{PV}$  con el contenido de pares  $\bar{s}s$  en el nucleón, éste constituye uno de los objetivos fundamentales en el análisis de los procesos con violación de paridad en dispersión de electrones. En este trabajo, presentamos un análisis exhaustivo, aislando la contribución de extrañeza en dos de los tres canales que intervienen en el proceso: canal eléctrico y magnético. Los resultados son comparados con todos los datos de  $\mathcal{A}^{PV}$  disponibles hasta la fecha, los cuales se extienden en el rango aproximado de  $0.1 \lesssim |Q^2| \lesssim 1 \text{ GeV}^2$ .

Antes de entrar en la discusión detallada de los resultados, comentaremos brevemente el efecto de contribuciones de procesos de orden superior a la aproximación de Born. En concreto, nos centramos en las correcciones asociadas al proceso TPE que pueden ser del mismo orden que el término de interferencia  $\gamma - Z$  analizado en este trabajo. En los últimos años, el estudio de la contribución de efectos TPE en el proceso de dispersión electrón-protón ha surgido con fuerza debido a la discrepancia entre los

datos a alto  $|Q^2|$  procedentes de medidas de separación Rosenbluth y de experimentos de polarización. Varios estudios sugirieron que esta discrepancia podría ser explicada considerando procesos de más alto orden (ver Refs. [CV07, ABM11]). El factor de forma elástico EM del protón ha sido extraído usando diferentes parametrizaciones que tienen en cuenta los efectos TPE. Por ejemplo, en [QAA11] (y referencias allí citadas) las diferencias encontradas debido a la inclusión o no de efectos asociados a TPE están en torno al 10 % (incrementándose para valores crecientes de  $|Q^2|$ ). Estos resultados fueron comparados con otras predicciones del factor de forma del protón basadas en modelos fenomenológicos y cálculos directos, encontrando resultados similares para varias situaciones cinemáticas. En las Refs. [KV09, BK09] el estudio se centró en la región de alto cuadrimomento transferido encontrando que la contribución TPE tiene una dependencia de la forma  $\sim Q^{-4}$ .

Las implicaciones de los efectos TPE en la dispersión electrón-protón con violación de paridad han sido analizadas previamente en las Refs. [AS07, AC05]. En concreto, en [AC05] las correcciones de orden más alto son estudiadas en el contexto del modelo de partones. Los autores muestran que los efectos TPE llevan a una corrección que depende de  $Q^2$  y  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta_e/2]^{-1}$ ) y que produce un incremento de la asimetría PV del orden del 1 % comparada con  $\mathcal{A}^{PV}$  en la aproximación de Born. Por otro lado, en la Ref. [AS07] se realiza un estudio sistemático de los factores de forma EM del nucleón, incluyendo efectos debido a correcciones de TPE. En dicha referencia se lleva a cabo un ajuste de los factores de forma extendiendo el análisis hasta la región:  $|Q^2| \sim 1.2 \text{ GeV}^2$ . Los autores concluyen que los efectos de estas contribuciones de alto orden en la asimetría PV son menores del 1 % debido a cancelaciones entre diferentes términos que entran en el proceso. En la sección siguiente se muestran resultados para  $\mathcal{A}^{PV}$  obtenidos usando la parametrización de los factores de forma presentada en [AS07].

A pesar de la discusión previa, conviene señalar que todavía existe cierta incertidumbre respecto al papel desempeñado por las contribuciones TPE. Con objeto de mejorar el conocimiento sobre este problema, han sido diseñados tres experimentos, Refs. [A<sup>+</sup>04c, OLY09, A<sup>+</sup>04d], en los cuales se estudia el cociente de secciones eficaces correspondientes a los procesos de dispersión electrón-protón (con conservación de la paridad, PC) con las del proceso positrón-protón. Algunos resultados preliminares del experimento Novosibirsk pueden encontrarse en [G<sup>+</sup>11].

Para concluir esta discusión presentamos unos breves comentarios sobre efectos en los observables de violación de paridad relacionados con la rotura de simetría del isospín fuerte. En [KL06] se ha estudiado la influencia de este tipo de efectos en la asimetría PV para procesos de dispersión electrón-nucleón y en [VSKL09] en el caso de procesos electrón-<sup>4</sup>He. Un estudio sobre los efectos de mezcla del isospín fuerte en procesos PC de dispersión de electrones puede encontrarse en [DDS88, RHD94]. Los autores de las Refs. [KL06, VSKL09] señalan que los efectos debidos a violaciones del isospín son menores

que la incertidumbre asociada a la extrañeza. Sin embargo, estas correcciones podrían desempeñar un papel importante en el caso de realizar un análisis estadístico global de los datos experimentales de  $\mathcal{A}^{PV}$  (ver sección 6.5); en especial, para valores de  $|Q^2|$  relativamente altos. Aunque en este trabajo consideramos simetría de isospín, debemos mencionar que los factores de forma extraños del nucleón presentan una dependencia con  $Q^2$  suficientemente fuerte como para cubrir, dentro de las incertidumbres y en la región cinemática estudiada, el potencial impacto de la rotura de simetría en el isospín fuerte.

## 6.1. Dependencia con la estructura electromagnética

En esta sección analizamos la sensibilidad de la asimetría PV frente a la elección que se haga de los factores de forma electromagnéticos. Los resultados se muestran en la Fig. 6.1 donde se presenta el valor absoluto de la asimetría para seis valores distintos del ángulo de dispersión (incluyendo la dispersión en ángulos hacia adelante y hacia atrás), así como un rango del cuadrimomento transferido,  $|Q^2|$ , entre 0 y 2  $\text{GeV}^2$ . De esta forma cubrimos todas

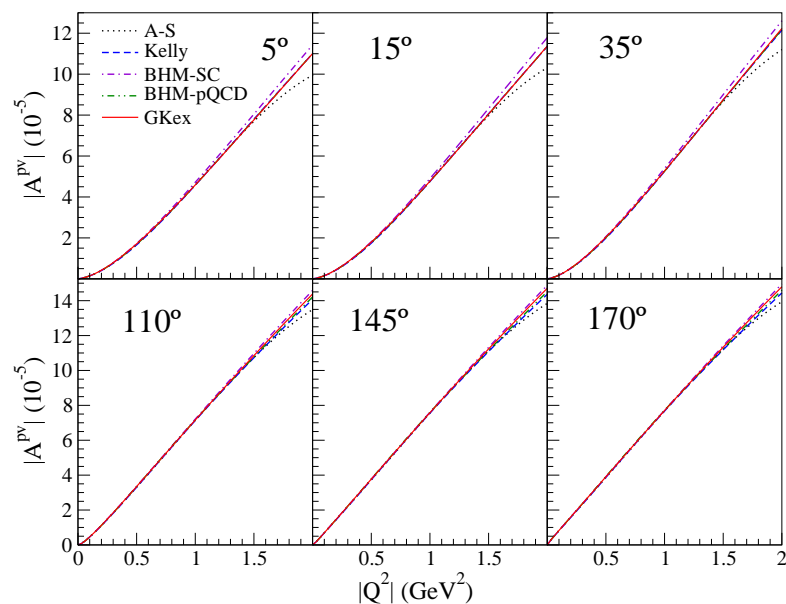


Figura 6.1: Valor absoluto de la asimetría PV como función de  $|Q^2|$ . Los resultados corresponden a las cinco prescripciones de los factores de forma EM del nucleón considerados en este trabajo. Las correcciones radiativas han sido incluidas de acuerdo a las ecs. (5.69, 5.70) y la extrañeza vector se ha tomado nula.

las situaciones cinemáticas en las que existen datos experimentales. Por simplicidad, los resultados de la Fig. 6.1 han sido evaluados considerando extrañeza vector nula y las cinco prescripciones de los factores de forma presentadas en la Fig. 5.1, es decir, A-S (línea negra de puntos), Kelly (azul discontinua), BHM-SC (violeta guión punto), BHM-pQCD (verde

guión dos puntos) y GKex (roja continua). Únicamente los resultados correspondientes al modelo A-S se separan del resto para valores altos del cuadrimomento,  $|Q^2| \sim 1.5 \text{ GeV}^2$ . Para  $|Q^2|$  mayor que  $2 \text{ GeV}^2$  (no mostrado en la figura), la dispersión de A-S frente al resto de modelos se hace mayor, en consistencia con el comportamiento presentado por  $G_{E,M}^{p,n}$  en la Fig. 5.1.

Las otras cuatro prescripciones, Kelly, BHM-SC, BHM-pQCD y GKex, muestran un comportamiento muy similar para todos los valores del cuadrimomento transferido. La máxima separación entre las curvas se alcanza en la situación límite mostrada en la figura,  $|Q^2| = 2 \text{ GeV}^2$ , y es del orden del 3 – 4 % siendo muy similar para todos los ángulos de dispersión evaluados. En  $|Q^2| \sim 1 \text{ GeV}^2$ , que corresponde al límite en el que actualmente existen datos experimentales, la dispersión es del orden del 3 % para ángulos pequeños ( $\theta_e = 5^\circ$ ) y de  $\sim 0.7 \%$  para ángulos hacia atrás ( $\theta_e = 170^\circ$ ). Estas diferencias son bastante similares para  $|Q^2|$  más pequeños.

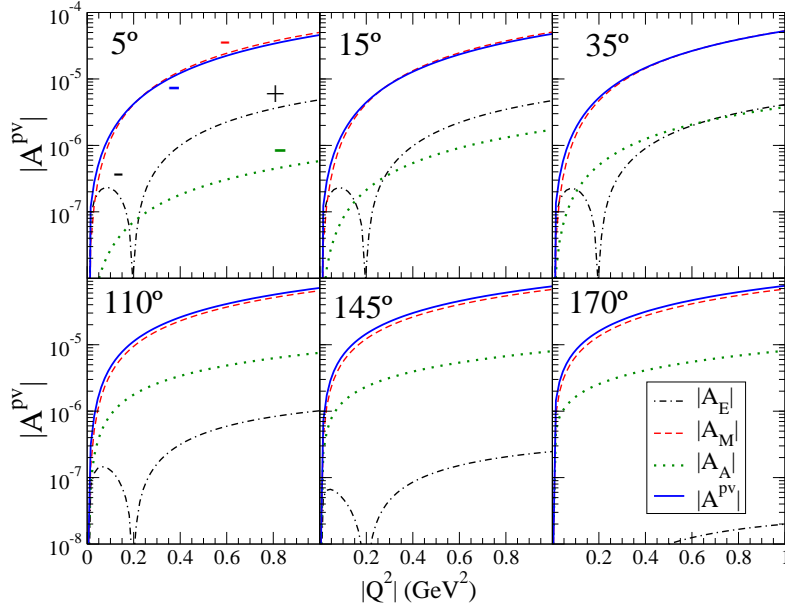


Figura 6.2: Contribuciones magnética (línea roja discontinua), eléctrica (negra guión punto) y axial-vector (verde punteada) a la asimetría PV (azul continua), ver ec. (4.40). Los resultados corresponden a la prescripción GKex. Como en las figuras previas, las correcciones radiativas están incluidas pero no la extrañeza vector del nucleón.

Con objeto de estudiar la sensibilidad de  $\mathcal{A}^{PV}$  con la estructura EM del nucleón diferenciando las situaciones cinemáticas de ángulos hacia adelante y hacia atrás, en la Fig. 6.2 se muestran las contribuciones a la asimetría PV procedentes de las distribuciones eléctrica,  $\mathcal{A}_E$ , magnética,  $\mathcal{A}_M$ , y axial-vector,  $\mathcal{A}_A$  (ver ec. (4.40)). El símbolo  $+$  ( $-$ ) indica el carácter positivo (negativo) de la respuesta en la correspondiente región de  $|Q^2|$ . Cabe destacar la absoluta dominancia de la contribución magnética,  $\mathcal{A}_M$ , en toda la región de  $|Q^2|$  explorada. Respecto a las contribuciones eléctrica y axial-vector, órdenes de magnitud

menor que la magnética, su importancia relativa depende del ángulo de dispersión. Así, en ángulos hacia adelante,  $\mathcal{A}_E$  domina claramente, pudiendo en general despreciarse la contribución de  $\mathcal{A}_A$ ; la situación inversa se alcanza para ángulos hacia atrás, es decir, la contribución axial-vector es mayor que la eléctrica, siendo ésta despreciable. Finalmente, para ángulos intermedios,  $\theta_e = 35^\circ$ , las contribuciones  $\mathcal{A}_E$  y  $\mathcal{A}_A$  son del mismo orden.

Estos resultados pueden explicarse haciendo uso de las relaciones dadas en las ecs. (4.41-4.43). En el límite de ángulos pequeños,  $\theta_e \rightarrow 0$ , se tiene  $\varepsilon \rightarrow 1$ . Así, la contribución axial-vector se aproxima a cero y el cociente entre ésta y la contribución magnética se simplifica:

$$\frac{\mathcal{A}_M}{\mathcal{A}_E} \longrightarrow \frac{\tau G_M^N \tilde{G}_M^N}{G_E^N \tilde{G}_E^N}. \quad (6.1)$$

En el límite de ángulos hacia atrás,  $\theta_e \rightarrow 180^\circ$ , el factor  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Por tanto, la contribución eléctrica desaparece, quedando la relación entre los términos restantes como:

$$\frac{\mathcal{A}_M}{\mathcal{A}_A} \longrightarrow \sqrt{\frac{\tau}{1 + \tau}} \frac{a_A}{a_V} \frac{\tilde{G}_M^N}{G_A^{e,N}}. \quad (6.2)$$

Esta discusión general en las situaciones límites  $\theta_e \rightarrow 0^\circ, 180^\circ$ , es consistente con los resultados mostrados en la Fig. 6.2. En resumen, puede decirse que para ángulos hacia atrás (paneles inferiores) la asimetría PV queda determinada a partir de las contribuciones magnética y axial-vector. Por el contrario, en ángulos hacia adelante, el término eléctrico domina sobre el axial-vector ( $\theta_e = 5^\circ$ ) llegando a igualarse ambas contribuciones en  $\theta_e \sim 30^\circ$ . Nótese los signos relativos de las contribuciones  $\mathcal{A}_{E,A}$ : mientras el término axial-vector es negativo para todo  $|Q^2|$ , el eléctrico cambia, siendo negativo (positivo) para valores pequeños (altos) de  $|Q^2|$ . Esto implica que debido a la cancelación de  $\mathcal{A}_E + \mathcal{A}_A$  para cierta combinación de  $|Q^2|$  y  $\theta_e$ , sería posible aislar la contribución  $\mathcal{A}_M$ ; y por tanto, extraer información precisa del factor de forma débil magnético. Sin embargo, como veremos a continuación, la inclusión de la extrañeza en este análisis, con las incertidumbres asociadas, distorsiona considerablemente los resultados.

En la Sección 5.1 se discutieron las diferencias en los factores de forma del nucleón extraídos de diferentes experimentos. En la Fig. 6.3 estudiamos el efecto en la asimetría PV de usar los factores de forma EM del protón,  $G_{E,M}^p$ , resultantes del análisis realizado por Bernauer *et al.* (ver Fig. 5.2, Ref. [B<sup>+</sup>10]). Para los factores de forma del neutrón (que intervienen en los factores de forma débiles) se usa la prescripción GKex. Esta última es tomada como referencia para la comparación. Recordemos que los datos de Bernauer *et al.* llegan hasta  $|Q^2| \cong 0.9 \text{ GeV}^2$ .

Del análisis de la Fig. 6.3 puede concluirse que para  $\theta_e = 5^\circ$  las asimetrías calculadas con ambos modelos difieren en un 1.6 % para  $|Q^2| = 0.2 \text{ GeV}^2$  y en un 5 % para  $|Q^2| = 0.8 \text{ GeV}^2$ . Por otro lado, para  $\theta_e = 170^\circ$  la diferencia es del orden de un 0.7 % en  $|Q^2| = 0.2 \text{ GeV}^2$  y un 4.3 % en  $|Q^2| = 0.8 \text{ GeV}^2$ . El impacto que pueden tener estas diferencias en

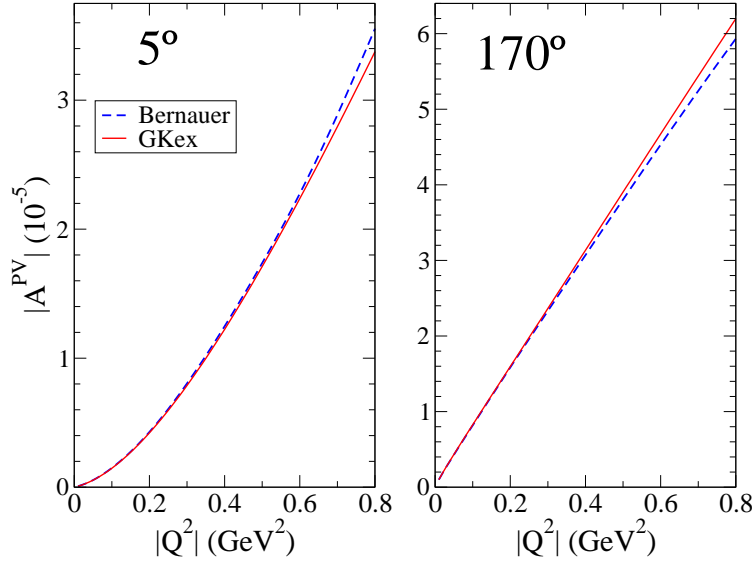


Figura 6.3: Asimetría PV calculada usando el ajuste de los datos experimentales de Bernauer *et al.* y la prescripción GKex (ver texto para más detalles).

el análisis de la asimetría y su conexión con el contenido de extrañeza del nucleón será discutido en la secciones siguientes.

## 6.2. Dependencia con la estructura axial-vector

Previamente se discutieron las ideas y expresiones básicas en relación al factor de forma axial-vector del nucleón (ver (5.71)). En esta sección analizamos la sensibilidad de  $\mathcal{A}^{PV}$  frente a la descripción de  $G_A^e$ . Los resultados se presentan en la Fig. 6.4, donde se ha usado el modelo GKex y se ha considerado extrañeza vector nula. Asimismo, se han incluido las correcciones radiativas y el valor de la extrañeza axial-vector tal y como se recogen en el cuadro 5.2. Hacemos notar que  $\mathcal{A}^{PV}$  es bastante insensible al factor  $G_A^{(s)}$ , por lo que nuestro interés en esta sección se centra en el estudio del efecto que puede causar en la asimetría la elección de una u otra forma funcional (dipolar *vs* monopolar) para describir la dependencia con  $|Q^2|$  de  $G_A$ . En este contexto, hemos evaluado los resultados correspondientes a la forma dipolar *estándar*,  $G_D^A(Q^2) = (1 + |Q^2|/M_A^2)^{-2}$ , así como los resultantes de usar una forma monopolar,  $G_M^A(Q^2) = (1 + |Q^2|/\widetilde{M}_A^2)^{-1}$ .

En la Fig. 6.4, presentamos las predicciones para la asimetría que resultan del uso de diferentes valores de la masa axial-vector  $M_A$  (en el caso de usar la forma dipolar) y  $\widetilde{M}_A$  (en el caso de la monopolar). El valor estándar,  $M_A = 1.032 \pm 0.036$  GeV, está tomado a partir del análisis de los datos experimentales de diferentes experimentos de dispersión con corrientes cargadas de (anti)neutrinos por núcleos [A<sup>+</sup>87, GLW93, K<sup>+</sup>90].

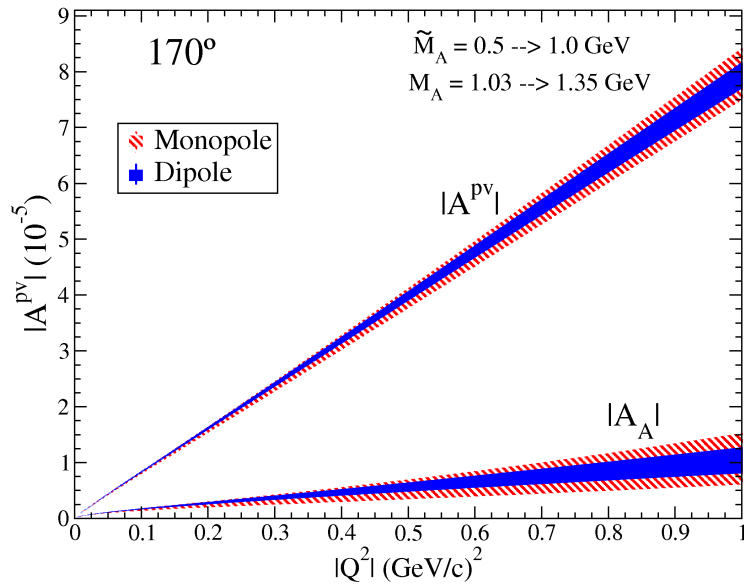


Figura 6.4: Dependencia de la asimetría PV con la descripción del factor de forma axial-vector del nucleón.

Sin embargo, las recientes medidas de la sección eficaz neutrino- $^{12}\text{C}$  en el régimen cuasielástico obtenidas por la colaboración MiniBooNE [AA<sup>+</sup>10, A<sup>+</sup>10a] parecen ser incompatibles con los resultados teóricos proporcionados por diversos modelos (basados en la aproximación de impulso) [A<sup>+</sup>11, GJ<sup>+</sup>13a, M<sup>+</sup>13, GJ<sup>+</sup>13b] a no ser que el valor de  $M_A$  sea significativamente superior al valor estándar. Esta discrepancia entre la teoría y el experimento es posiblemente un reflejo de las limitaciones consideradas en la aproximación de impulso para describir los datos de dispersión neutrino-núcleo. Algunos trabajos recientes [MECM09, MECM10, MEC11, ME13, NSV11, NSV12, NSV13] en los que se incluyen contribuciones más allá de la aproximación de impulso (corrientes de intercambio de mesones y contribuciones dos partículas-dos agujeros) muestran un acuerdo razonable con los datos de MiniBooNE sin necesidad de aumentar el valor estándar de la masa axial-vector. Finalmente, el modelo *relativistic Green's function* (RGF), basado en la aproximación de impulso y que describe la FSI a partir de potenciales ópticos complejos relativistas (pero conservando el flujo en el caso inclusivo), también es capaz de reproducir la magnitud de los datos de MiniBooNE para alguna elección en particular del potencial sin necesidad de aumentar la masa axial (véanse [MGP11, M<sup>+</sup>11, MG12, GJ<sup>+</sup>13b] y referencias allí citadas).

En la Fig. 6.4 se muestra el valor absoluto de la asimetría PV, además de su contribución axial-vector  $|A_A|$ . El ángulo de dispersión es  $\theta_e = 170^\circ$ , es decir, ángulos cercanos a  $180^\circ$ , para los cuales la contribución axial-vector es máxima. Las áreas sombreadas muestran el rango de valores obtenidos para la asimetría cuando diferentes valores son considerados para la masa axial-vector y ambas dependencias funcionales:



dipolar (área azul) y monopolar (roja). En el caso de la forma dipolar, dada por  $G_D^A(Q^2)$ , los valores de la masa axial-vector seleccionados son  $M_A = 1.032$  GeV (estándar), que corresponde al límite inferior, y  $M_A = 1.35$  GeV, que corresponde al límite superior de la región sombreada. Este valor límite es consistente con los sugeridos por la colaboración MiniBooNE [A<sup>+</sup>10a, AA<sup>+</sup>10]. Por otro lado, si se considera la dependencia monopolar descrita por  $G_M^A(Q^2)$ , el valor  $\widetilde{M}_A = 0.5$  GeV corresponde al límite inferior del área sombreada (roja) y  $\widetilde{M}_A = 1.0$  GeV al superior. En esta situación la estrategia es explorar las diferencias que podrían surgir cuando se hace uso de una forma monopolar en vez de la dipolar, asegurándonos de cubrir aproximadamente el mismo rango de valores en la asimetría PV. Nótese que la elección considerada en este trabajo para  $M_A$  y  $\widetilde{M}_A$  es tal que las áreas sombreadas se superponen. De hecho, un valor dado de  $M_A$  (dipolar) da lugar a una asimetría PV que concuerda con el resultado correspondiente a un valor de  $\widetilde{M}_A$  (monopolar) menor. Por último, los resultados de la asimetría PV y las diferentes descripciones de  $G_A^e$ , es decir, dipolar frente a monopolar y los distintos valores de la masa axial-vector, deben ser consistentes con los análisis de procesos de dispersión de neutrinos.

Para concluir este estudio, el efecto introducido en la contribución axial-vector  $\mathcal{A}_A$  debido a la elección del factor de forma axial-vector lleva a variaciones en la asimetría del orden del  $\sim 5 - 6\%$  para la forma dipolar y  $\sim 10 - 11\%$  para la monopolar; ambos resultados evaluados en  $|Q^2| = 1$  GeV<sup>2</sup>. En los dos casos, esta diferencia es significativamente mayor que la debida a la descripción de los factores de forma EM del nucleón ( $\sim 0.7\%$  para  $\theta_e = 170^\circ$ ). Sin embargo, estas variaciones son similares a las que se encuentran cuando comparamos el ajuste de Bernauer *et al.* [B<sup>+</sup>10] con la prescripción GKex ( $\sim 4.3\%$  para  $\theta_e = 170^\circ$  en  $|Q^2| = 0.8$  GeV<sup>2</sup>). Esto significa que para cualquier ángulo de dispersión menor que  $\theta_e = 170^\circ$ , la incertidumbre asociada al uso de la parametrización de Bernauer respecto a cualquier otra es mayor que la incertidumbre asociada a la descripción particular que se haga de  $G_A^e$ . De nuevo, recordamos que la contribución relativa de  $\mathcal{A}_A$  es cada vez menor a medida que disminuye el ángulo de dispersión.

### 6.3. Dependencia con la extrañeza del nucleón

En esta sección estudiamos la dependencia de  $\mathcal{A}^{PV}$  con el contenido de extrañeza del protón. Restringimos nuestra atención al sector eléctrico y magnético, debido a que, como se ha comentado a lo largo del trabajo, la extrañeza axial-vector no modifica significativamente la asimetría PV. Estudiamos la dependencia de  $G_{E,M}^{(s)}$  con  $Q^2$  utilizando la forma funcional dipolar,  $G_D^V(Q^2)$ , y monopolar,  $G_M^V(Q^2)$ , asignando a cada función un parámetro de masa vector,  $M_V$ ,  $\widetilde{M}_V$ , distinto (ver sección 5.5). Los valores estáticos de los factores de forma de extrañeza, es decir,  $\rho_s$  y  $\mu_s$ , pueden determinarse a partir de

la comparación del modelo con los datos experimentales. En esa línea, presentamos un análisis sistemático de la asimetría PV centrándonos en el contenido de extrañeza vector. Comparamos las predicciones teóricas con una gran variedad de datos experimentales obtenidos en muy diversas condiciones cinemáticas.

Con el objetivo de simplificar el análisis, reescribimos la asimetría de forma que la contribución de  $\tilde{G}_{E,M}$  aparezca explícitamente en la expresión de  $\mathcal{A}^{PV}$ . En orden más bajo se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{2\mathcal{A}^{PV}}{\mathcal{A}_0} &= -(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \\ &+ \frac{\varepsilon G_E^p (G_E^n + G_E^{(s)}) + \tau G_M^p (G_M^n + G_M^{(s)}) + \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\varepsilon^2)}(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_M^p G_A^{e,p}}{\varepsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

En el límite de dispersión hacia detrás,  $\theta_e \rightarrow 180^\circ \implies \varepsilon \rightarrow 0$ ; por tanto,  $G_E^{(s)}$  no contribuye. En ese caso la asimetría se escribe:

$$\left[ \frac{2\mathcal{A}^{PV}}{\mathcal{A}_0} \right]_{\theta_e=180} = -(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{1}{\tau} \frac{G_A^{e,p}}{G_M^p}} \right] + \frac{G_M^n + G_M^{(s)}}{G_M^p}, \quad (6.4)$$

donde la dependencia en la extrañeza viene dada a través del término magnético  $G_M^{(s)}$  (la extrañeza asociada a  $G_A^{e,p}$  es irrelevante para la discusión que sigue). A partir de las expresiones previas queda claro que el objetivo de las medidas de  $\mathcal{A}^{PV}$  en ángulos hacia atrás es la determinación del factor de forma magnético extraño. Con ese objetivo fue llevado a cabo el experimento SAMPLE [BPS05] en las instalaciones de MIT-Bates. Sin embargo, nótese que para determinar de forma precisa  $G_M^{(s)}$  es necesario tener un buen conocimiento del factor de forma axial-vector  $G_A^{ep}$ . En trabajos previos [BM01, MD92, Don92, TY07a, TY07b] se han realizado estudios sobre la correlación del factor de forma axial-vector isovector,  $G_A^{(3)}$ , y el magnético extraño,  $G_M^{(s)}$ . Este aspecto del problema se discutirá en detalle cuando estudiemos la asimetría PV asociada al proceso de dispersión cuasielástica (sección 13).

En el límite de ángulos de dispersión hacia adelante  $\theta_e \rightarrow 0^\circ$ , se cumple  $\varepsilon \rightarrow 1$ , y por tanto, la contribución axial-vector es nula y la asimetría PV se reduce a la expresión:

$$\left[ \frac{2\mathcal{A}^{PV}}{\mathcal{A}_0} \right]_{\theta_e=0} = -(1 - 4 \sin^2 \theta_W) + \frac{G_E^p (G_E^n + G_E^{(s)}) + \tau G_M^p (G_M^n + G_M^{(s)})}{(G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2}, \quad (6.5)$$

que depende tanto de la extrañeza magnética como de la eléctrica.

Además de las contribuciones de intercambio de dos fotones (TPE) asociadas al proceso  $\gamma\gamma$ -“box” (véase capítulo 6), que se creen son responsables de la discrepancia entre los datos de separación Rosenbluth y los de polarización transferida [AS07, QAA11], también

deben considerarse las contribuciones asociadas al proceso  $\gamma Z$ -“*box*”. Un estudio detallado sobre este tema, incluyendo contribuciones sobre los diagramas  $WW$  y  $ZZ$ , ha sido publicado recientemente en [GH09, GHRM11, S<sup>+</sup>10]. En esos trabajos, la contribución  $\gamma Z$ -“*box*” es analizada haciendo uso de las relaciones de dispersión, encontrándose una fuerte dependencia en la energía. Estos procesos podrían tener cierto impacto en la determinación de la extrañeza, incluyendo su dependencia con  $Q^2$ . Por todo ello, es importante mostrar cautela respecto a condiciones demasiado restrictivas que pudieran concluirse sobre el contenido de extrañeza del nucleón.

A partir del análisis de los datos experimentales a  $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$  para diferentes núcleos blancos:  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ,  ${}^4\text{He}$ ; y en las situaciones de ángulos de dispersión hacia adelante y hacia atrás, en las referencias [YRCT06, LMRM07] se obtuvieron diagramas de correlación entre los factores de forma extraños eléctrico y magnético. Estos análisis, que incluyen datos de los experimentos SAMPLE, HAPPEX, G0 y PVA4, proporcionan elipses, en el plano  $G_E^{(s)} - G_M^{(s)}$ , correspondientes al 68 % y 95 % de nivel de confianza. Conviene señalar que los resultados obtenidos son sólo aplicables para  $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$ . Nuestro interés en este trabajo es presentar un análisis global de la asimetría válido para todos los valores de  $Q^2$  para los que existen medidas experimentales, así como tratar de extraer una parametrización de los factores de forma extraños que sea aplicable en una amplia región de  $Q^2$  y, además, compatible con los datos experimentales.

En este contexto, evaluamos  $\mathcal{A}^{PV}$  utilizando diferentes valores de los parámetros de extrañeza eléctrica y magnética,  $\rho_s$  y  $\mu_s$ , suponiendo no solo la forma funcional dipolar ( $G_D^V(Q^2)$ ) para describir la dependencia con  $Q^2$ , sino también la monopolar ( $G_M^V(Q^2)$ ). Los valores seleccionados para las masas vector son: el valor estándar  $M_V = 0.84 \text{ GeV}$  (forma dipolar), y  $\widetilde{M}_V = 1.0 \text{ GeV}$  (forma monopolar). En la sección 6.2 se discutió el papel del factor de forma axial-vector. Así pues, con el fin de simplificar la discusión, en esta sección nos restringimos a la forma dipolar ( $G_D^A(Q^2)$ ) con los valores siguientes de la masa axial-vector:  $M_A = 1.03$  y  $1.35 \text{ GeV}$  (ver sección 6.2).

En las Figs. 6.5–6.8 se muestra la dependencia de  $\mathcal{A}^{PV}$  con  $|Q^2|$  para varios conjuntos de valores del ángulo de dispersión y para diferentes combinaciones de los parámetros de extrañeza.

Nótese que todas las barras de error presentadas en este trabajo representan el error experimental total calculado como la suma en cuadratura de los errores estadísticos y sistemáticos. Para el caso particular del experimento G0, el error adicional llamado *error sistemático global* ha sido simplemente sumado al experimental total calculado como se ha descrito previamente. Este tratamiento especial proviene del análisis general presentado por la colaboración G0 en [A<sup>+</sup>05]. Allí las barras de error de los datos incluyen la incertidumbre estadística y la estadística más la sistemática sumadas en cuadratura. Además, presentan la llamada *incertidumbre sistemática global* que proviene tanto de

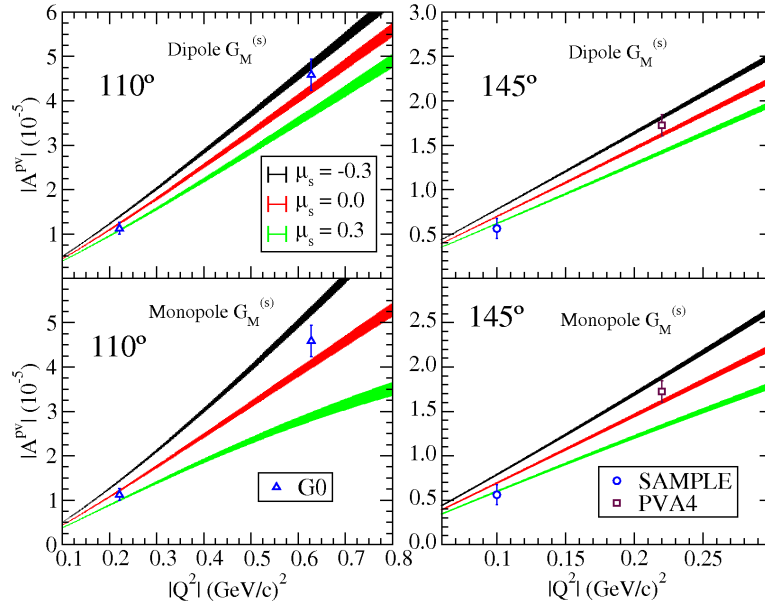


Figura 6.5: Asimetría PV evaluada para ángulos de dispersión hacia atrás:  $\theta_e = 110^\circ$  (paneles de la izquierda) y  $\theta_e = 145^\circ$  (paneles de la derecha). Para los resultados de los paneles superiores se ha usado la forma dipolar en  $G_M^{(s)}$ , mientras que en los paneles inferiores se usó la monopolar. Se han considerado tres valores distintos del parámetro de extrañeza magnética vector:  $\mu_s = -0.3$  (curvas superiores),  $0.0$  (curvas intermedias) y  $0.3$  curvas inferiores. En cada caso, el área sombreada representa la incertidumbre asociada a la descripción del factor de forma axial-vector, concretamente, se ha elegido la forma funcional dipolar para representar la dependencia con  $|Q^2|$  y los valores extremos de masa axial-vector  $M_A = 1.03$  y  $M_A = 1.35$  GeV. Los datos han sido tomados de las Refs. [BPS05, B<sup>+</sup>09, A<sup>+</sup>10b].

la medida experimental como de la incertidumbre asociada a la evaluación teórica de la asimetría PV sin extrañeza vector (ver Ref. [A<sup>+</sup>05] para más detalles).

Los resultados presentados en la Fig. 6.5 representan  $\mathcal{A}^{PV}$  evaluada para el caso de retrodispersión,  $\theta_e = 110^\circ$  (paneles de la izquierda) y  $\theta_e = 145^\circ$  (paneles de la derecha). Como ya se comentó, en esta situación cinemática la contribución del factor de forma  $G_E^{(s)}$  puede despreciarse. Por consiguiente, el análisis de la extrañeza se centra en la contribución del sector magnético. Los resultados de los paneles superiores han sido evaluados considerando la forma dipolar estándar para  $G_M^{(s)}$ , es decir,  $G_D^V(Q^2) = (1 + |Q^2|/M_V^2)^{-2}$  donde  $M_V = 0.84$  GeV. Por el contrario, los resultados de los paneles inferiores se corresponden con el uso de la forma monopolar  $G_M^V(Q^2) = (1 + |Q^2|/\widetilde{M}_V^2)^{-1}$  donde  $\widetilde{M}_V = 1.02$  GeV. En todos los casos se ha empleado la prescripción GKex para la descripción de los factores de forma EM del nucleón. En la figura, cada color corresponde a un valor del contenido de extrañeza magnética:  $\mu_s = -0.3$  (negro),  $0$

(rojo) y 0.3 (verde). Estos valores son consistentes con los usados en varios trabajos previos [M<sup>+</sup>94b, A<sup>+</sup>96, Don92].

Las áreas sombreadas, que se corresponden con distintos valores de  $\mu_s$ , representan la incertidumbre asociada al uso de una masa axial-vector (con la forma dipolar) en el intervalo:  $M_A \in (1.03, 1.35 \text{ GeV})$ . El límite inferior corresponde al valor 1.03 y el superior a 1.35 GeV. Nótese que cuando se usa la forma monopolar para describir la dependencia de  $G_A^e$  con  $Q^2$ , la incertidumbre en la asimetría (ver Fig. 6.4), aumenta unos pocos puntos porcentuales.

En la Fig. 6.5 vemos que las predicciones teóricas difícilmente reproducen los datos experimentales si se considera un único valor del parámetro  $\mu_s$ . Este comentario es aplicable a ambas formas funcionales (dipolar y monopolar) y a las dos situaciones cinemáticas presentadas, que se corresponden con los ángulos de retrodispersión:  $\theta_e = 145^\circ$  y  $\theta_e = 110^\circ$ .

Analicemos en primer lugar los paneles de la izquierda, donde  $\theta_e = 110^\circ$ . Los datos correspondientes al experimento G0, tomados a  $|Q^2| \sim 0.2$  y  $\sim 0.6 \text{ GeV}^2$ , no son reproducidos conjuntamente por ninguna banda teórica asociada a un valor de  $\mu_s$ . Mientras que el dato a  $|Q^2| \sim 0.2 \text{ GeV}^2$  es consistente con valores positivos y, en menor medida, con un valor nulo de la extrañeza magnética (bandas verde y roja, respectivamente), el dato a  $|Q^2| \sim 0.6 \text{ GeV}^2$  está desplazado hacia la región consistente con valores negativos y nulos de  $\mu_s$  (bandas negra y roja, respectivamente). Este mismo comportamiento se produce en la situación  $\theta_e = 145^\circ$ , representada en los paneles de la derecha. Nótese que, en este caso, la dispersión asociada al factor de forma axial-vector es menor debido a que la región de  $|Q^2|$  explorada es menor. Por un lado, el dato del experimento SAMPLE ( $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$ ) está de acuerdo, en promedio, con  $\mu_s = 0.3$ . Por otro, el experimento PVA4 ( $|Q^2| \sim 0.2 \text{ GeV}^2$ ) es consistente con valores negativos de  $\mu_s$ . Este comportamiento aparece tanto para la forma funcional dipolar (panel superior) como para la monopolar (inferior).

Aunque los resultados mostrados en la Fig. 6.5 indican que los datos de  $\mathcal{A}^{PV}$  presentan una pendiente distinta que la asimetría teórica, un valor de  $\mu_s$  próximo a cero parece ser el único capaz de reproducir los datos experimentales. Por otro lado, los resultados de la Fig. 6.5 muestran la significativa sensibilidad de la asimetría PV frente a la variación del parámetro  $\mu_s$ , mucho mayor que los efectos introducidos por otros ingredientes como los factores de forma axial-vector y electromagnéticos. Así, se confirma la idea de que medidas de  $\mathcal{A}^{PV}$  en ángulos de dispersión hacia atrás son una excelente fuente de información para el estudio de la extrañeza magnética. Finalmente, de la comparación entre la teoría y los datos a distintos valores de  $Q^2$  (G0, SAMPLE y PVA4) surgen algunas discrepancias que necesitan ser investigadas, y que no nos permiten determinar claramente un valor específico para la extrañeza magnética ( $\mu_s$ ).

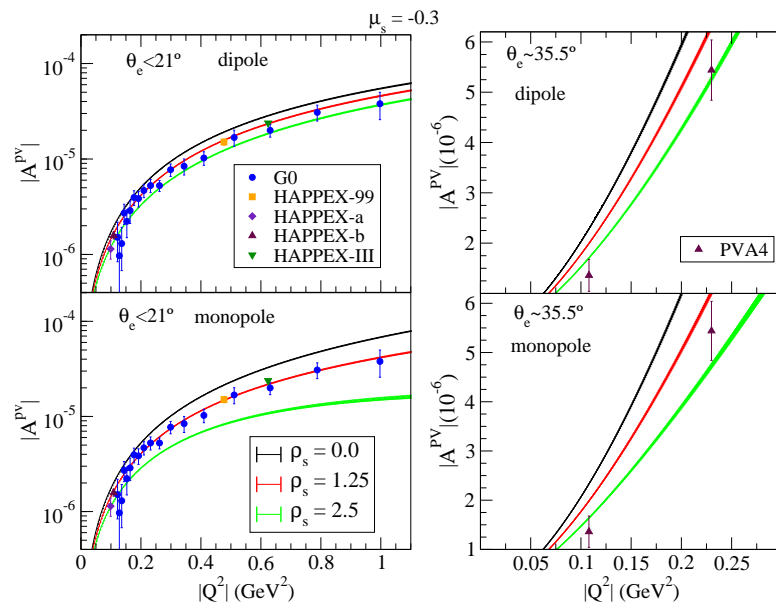


Figura 6.6: Asimetría PV evaluada para ángulos de dispersión hacia adelante y comparada con datos experimentales. Los factores de forma EM son descritos usando la prescripción GKex. En los paneles superiores (inferiores) se emplea la forma dipolar (monopolar) para la descripción dinámica de los factores de forma de extrañeza vector. La anchura de las curvas incorpora la incertidumbre asociada a la descripción del factor de forma axial (ver texto para más detalles). El valor del parámetro de extrañeza magnética está fijado como  $\mu_s = -0.3$  y el contenido de extrañeza eléctrica está dado a través de  $\rho_s$ : curvas superiores  $\leftrightarrow \rho_s = 0$ , intermedias  $\leftrightarrow \rho_s = 1.25$  e inferiores  $\leftrightarrow \rho_s = 2.5$ . Los datos han sido tomados de las Ref. [A<sup>+</sup>05, A<sup>+</sup>04b, A<sup>+</sup>06a, A<sup>+</sup>07a, M<sup>+</sup>04a, M<sup>+</sup>05, A<sup>+</sup>12].

El análisis de ángulos de dispersión hacia adelante es presentado en las Figs. 6.6–6.8 donde, como en el caso anterior, se hace uso de la prescripción GKex para la descripción de los factores de forma electromagnéticos. Cada gráfico corresponde a los resultados evaluados para un valor específico del contenido de extrañeza:  $\mu_s = -0.3$  (Fig. 6.6),  $\mu_s = 0$  (Fig. 6.7) y  $\mu_s = 0.3$  (Fig. 6.8). En todos los casos, los resultados teóricos se comparan con los datos experimentales obtenidos en cinemáticas diversas. Para hacer más fácil la discusión, los datos han sido separados en dos grupos: i) ángulos pequeños,  $\theta_e < 21^\circ$  (paneles de la izquierda), y ii) ángulos intermedios,  $\theta_e \sim 35.5^\circ$  (paneles de la derecha). En el caso i), los valores extremos de los ángulos de dispersión para los datos experimentales corresponden a  $\theta_e = 6^\circ$  para HAPPEX-a y  $21^\circ$  para G0 a  $|Q^2| \cong 1 \text{ GeV}^2$ . Por ello, la asimetría teórica ha sido calculada para el valor  $\theta_e = 15^\circ$  que corresponde aproximadamente al valor central. Las diferencias en la asimetría teórica calculada a  $\theta_e = 15^\circ$  y  $6^\circ$  y la correspondiente a  $15^\circ$  y  $21^\circ$  son menores del 3%. La diferencia entre los paneles superiores e inferiores está en la forma funcional que describe la dependencia

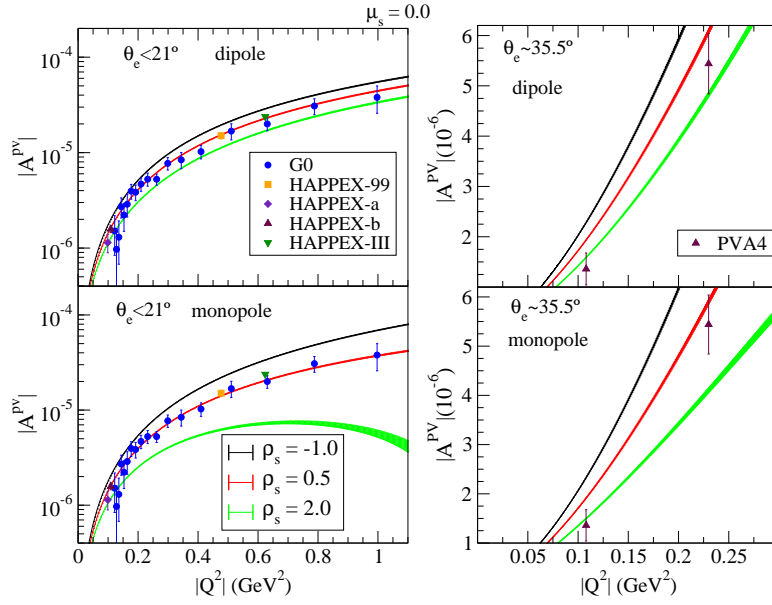


Figura 6.7: Como en Fig. 6.6 pero con  $\mu_s = 0$ . Curva superior  $\leftrightarrow \rho_s = -1.0$ , curva intermedia  $\leftrightarrow \rho_s = 0.5$  y curva inferior  $\leftrightarrow \rho_s = 2.0$ .

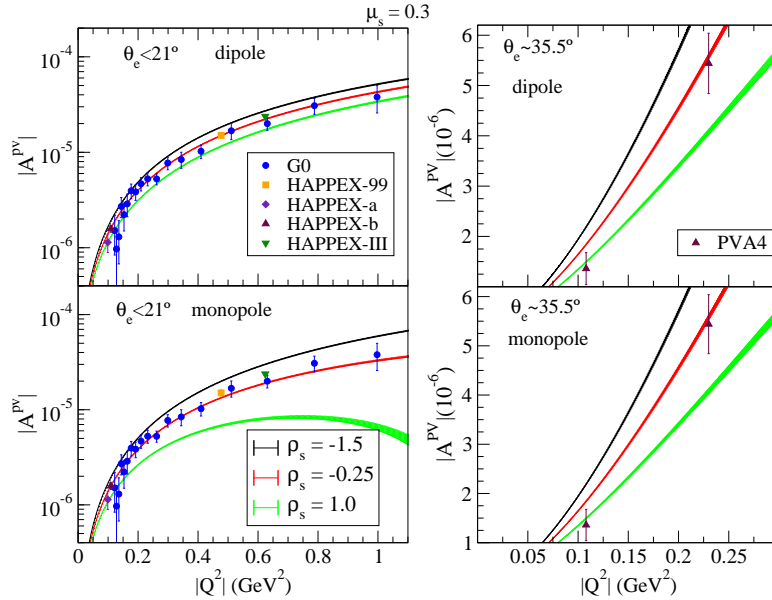


Figura 6.8: Como en Fig. 6.6 pero con  $\mu_s = 0.3$ . Curva superior  $\leftrightarrow \rho_s = -1.5$ , curva intermedia  $\leftrightarrow \rho_s = -0.25$  y curva inferior  $\leftrightarrow \rho_s = 1.0$ .

con  $|Q^2|$  de los factores de forma eléctrico y magnético extraños: dipolar en los superiores y monopolar en los inferiores. En cada panel, se han considerado tres valores para el contenido de extrañeza eléctrica,  $\rho_s$ , los cuales se muestran mediante el código de colores (ver leyenda en las figuras). La anchura de las curvas, al igual que en la Fig. 6.5, representa la incertidumbre asociada al factor de forma axial-vector. Como era de esperar, esta incertidumbre es menor en el caso i) que en el ii), y, en ambos casos, menor que en la dispersión de ángulos hacia atrás. Este comportamiento se explica fácilmente teniendo en cuenta que la contribución axial-vector aumenta con el ángulo de dispersión.

Los valores de  $\rho_s$  seleccionados en cada figura son tales que engloban a todos los datos experimentales tomados a diferentes valores de  $|Q^2|$ . La dependencia de la asimetría con el contenido de extrañeza eléctrica,  $\rho_s$ , es manifiesta en todos los casos, especialmente cuando se considera la forma monopolar (paneles inferiores) para describir la dependencia con  $|Q^2|$ . Esta clara separación entre las curvas correspondientes a distintos valores de  $\rho_s$ , podría ayudarnos en la búsqueda de un valor específico de dicho parámetro. Obviamente, el análisis y los resultados derivados del mismo deben ser consistentes con el análisis previo realizado en la situación de ángulos de dispersión hacia atrás. Sin embargo, como veremos a continuación y, al igual que señalamos en el análisis de la Fig. 6.5, la comparación de los datos y la teoría presenta ambigüedades que necesitan ser estudiadas en más detalle.

Comenzaremos el análisis de ángulos pequeños,  $\theta_e < 21^\circ$ , y forma dipolar (paneles superiores de la izquierda en las Figs. 6.6-6.8). Como se observa en estas figuras, los resultados para los tres valores de  $\mu_s$  son bastante similares. En particular, los resultados correspondientes a los valores intermedios:  $\rho_s = 1.25$  (Fig. 6.6),  $\rho_s = 0.5$  (Fig. 6.7) y  $\rho_s = -0.25$  (Fig. 6.8), ajustan considerablemente bien el comportamiento de los datos en todo el rango de valores de  $|Q^2|$ . Este resultado es también válido para la forma funcional monopolar (paneles inferiores izquierda). Por otro lado, la dispersión entre las curvas asociadas al caso monopolar es mucho mayor que la correspondiente al dipolar; esto significa que cualquier variación del parámetro de extrañeza,  $\rho_s$ , tiene mucho más impacto en la asimetría. Así, las curvas correspondientes a los valores extremos de  $\rho_s$  para la forma monopolar, claramente sobrestiman o subestiman los datos, hecho que no se observa para los resultados asociados a la forma dipolar.

Los resultados para ángulos de dispersión intermedios ( $\theta_e \sim 35.5^\circ$ ) se presentan en los paneles de la derecha de las Figs. 6.6-6.8. Considerando la parametrización estándar de los factores de forma extraños (paneles superiores), observamos que el acuerdo entre los datos y la teoría mejora apreciablemente para los valores de  $\rho_s$  comprendidos entre las líneas roja y verde; esto es, para valores más positivos de  $\rho_s$ . Este resultado se extiende a los tres casos de extrañeza magnética analizados. En conexión con el análisis realizado anteriormente para  $\theta_e < 21^\circ$ , puede afirmarse que existe cierta ambigüedad: dado un valor de  $\mu_s$  y suponiendo la forma funcional dipolar, la extrañeza eléctrica que mejor



explica los datos para  $\theta_e < 21^\circ$  claramente sobrestima el comportamiento de los datos correspondientes a  $\theta_e \sim 35.5^\circ$ .

El uso de una forma monopolar en los factores de forma (paneles inferiores de la derecha) no introduce ninguna diferencia significativa con respecto al caso previo. Esto era predecible dado el intervalo de valores de  $Q^2$  explorado:  $|Q^2| \leq 0.3 \text{ GeV}^2$ .

Nuestro interés en la discusión previa, incluyendo los resultados de las Figs. 6.5-6.8, se ha centrado en una comparación directa entre los datos experimentales tomados a diferentes valores de  $|Q^2|$  y las predicciones teóricas evaluadas para distintos valores de los parámetros que caracterizan el factor de forma axial-vector y los de extrañeza magnética y eléctrica. Se ha analizado en especial el papel desempeñado en la asimetría PV por  $\mu_s$  y  $\rho_s$ ; tanto el efecto global en  $\mathcal{A}^{PV}$  como su comportamiento específico con  $|Q^2|$ . De forma general, este análisis nos permite establecer importantes restricciones sobre la cantidad de extrañeza del nucleón. Además, este estudio es apropiado para descartar la combinación específica de unos determinados parámetros de extrañeza con una determinada dependencia en  $|Q^2|$ . Esta comparación directa entre datos y teoría es también útil para determinar con claridad los ingredientes dominantes que afectan a  $\mathcal{A}^{PV}$  en cada situación cinemática concreta. Este estudio está directamente relacionado con el análisis estadístico global que será presentado en la sección 6.5, y que completa de una forma más cuantitativa los resultados de esta sección. Finalmente, podemos afirmar que las conclusiones obtenidas en esta sección son consistentes con las presentadas en la sección 6.5, donde los parámetros de extrañeza eléctrica y magnética se consideran parámetros libres que son determinados mediante un ajuste de  $\chi^2$  a los datos experimentales.

## 6.4. Correcciones radiativas

Los efectos introducidos por las correcciones radiativas en la asimetría PV son presentados en la Fig. 6.9. El factor de forma eléctrico (magnético) se ha fijado a  $\rho_s = -0.25$  ( $\mu_s = 0.3$ ) y se ha elegido la forma dipolar con masa axial-vector  $M_A = 1.032 \text{ GeV}$ . Las líneas discontinuas corresponden a los resultados “*tree-level*” mientras las líneas continuas incorporan los efectos de las correcciones radiativas en los sectores eléctrico, magnético y axial-vector. El análisis de los resultados muestra que el efecto de las correcciones radiativas es más importante en dispersión de ángulos hacia atrás donde se encuentran diferencias del orden del  $\sim 5\%$  para  $|Q^2| = 1 \text{ GeV}^2$ , siendo  $\sim 2\%$  en dispersión hacia adelante. Esto puede explicarse teniendo en cuenta que las correcciones radiativas al factor de forma axial-vector (cuadro 5.2), cuya contribución es despreciable para ángulos de dispersión pequeños, tienen un mayor peso relativo que las del canal eléctrico (ecs. (5.69, 5.70)), cuya contribución es despreciable para ángulos de dispersión

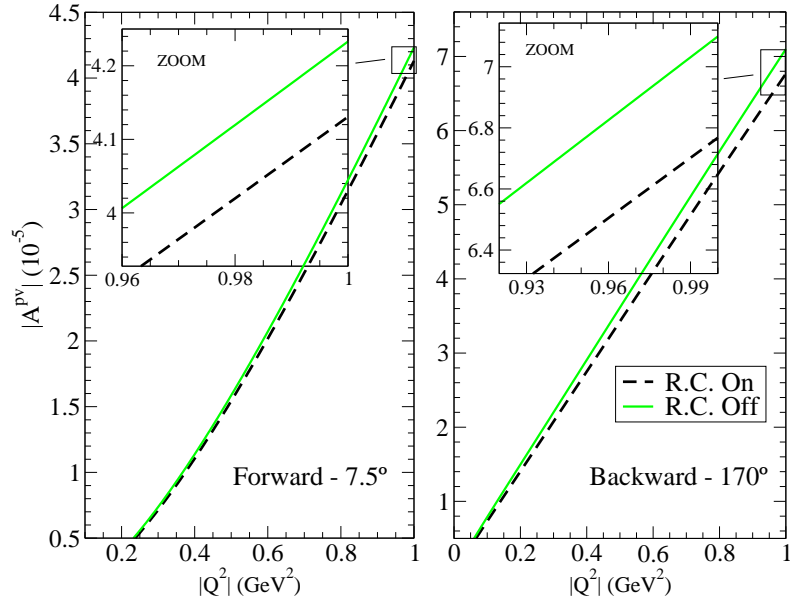


Figura 6.9: Asimetría PV evaluada para dos ángulos de dispersión,  $\theta_e = 7.5^\circ$  (panel izquierdo) y  $\theta_e = 170^\circ$  (panel derecho). En ambos casos los resultados obtenidos evaluando los factores de forma electrodébiles a *tree-level* son comparados con los obtenidos incluyendo las correcciones radiativas.

hacia atrás. Aunque no se muestra en la figura, se ha estudiado el efecto de las correcciones radiativas en el sector magnético y axial-vector separadamente para la situación de ángulos hacia atrás. El resultado que se obtiene es que un 3.5% de la diferencia total (5%) es debida a las correcciones radiativas del sector axial-vector siendo por tanto mayores que las del sector dominante magnético responsable del 1.5% restante.

## 6.5. Análisis global de $\mathcal{A}^{PV}$

Como mostramos en las secciones previas, las predicciones teóricas para la asimetría PV podrían depender significativamente de los distintos ingredientes que la componen: descripción de los factores de forma electromagnéticos, contenido de extrañeza, masa axial,  $M_A$ , y masa vector,  $M_V$ , la dependencia funcional de los factores de forma débiles, correcciones radiativas, etc. En esta sección, con objeto de extraer información sobre los factores de forma débiles del nucleón, presentamos un análisis estadístico de todos los datos experimentales de la asimetría PVep existentes hasta la fecha [A<sup>+</sup>04b, A<sup>+</sup>06a, A<sup>+</sup>07a, A<sup>+</sup>12, M<sup>+</sup>04a, M<sup>+</sup>05, B<sup>+</sup>09, A<sup>+</sup>10b, S<sup>+</sup>00].

Introducimos la función:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{28} \left( \frac{\mathcal{A}_j^{exp} - \mathcal{A}_j^{th}}{\Delta \mathcal{A}_j^{exp}} \right)^2, \quad (6.6)$$

donde  $\mathcal{A}_j^{exp}$  representa la asimetría PV experimental,  $\Delta\mathcal{A}_j^{exp}$  su incertidumbre y  $\mathcal{A}_j^{th}$  la predicción de la misma dada por el modelo. La suma en  $j$  se extiende sobre los 28 datos experimentales. Para estimar la calidad del ajuste se ha desarrollado un código que encuentra el mínimo absoluto de  $\chi^2$  en la malla bidimensional definida por dos parámetros libres pertenecientes al modelo. En conexión con la discusión realizada en las secciones previas, hemos seleccionado la extrañeza eléctrica,  $\rho_s$ , y magnética,  $\mu_s$ , como los parámetros libres para el ajuste. La influencia de la masa axial-vector,  $M_A$  ( $\widetilde{M}_A$ ), y masa vector,  $M_V$  ( $\widetilde{M}_V$ ), es también evaluada.

En la Fig. 6.10 presentamos las elipses de confianza en el plano  $\rho_s - \mu_s$  resultantes de la comparación estadística de nuestro modelo teórico con los datos experimentales. El área roja (azul) representa la superficie correspondiente al 68.27 % (95.45 %) de nivel de confianza. De forma equivalente, la elipse azul (roja) representa el nivel de confianza  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) definido como el entorno en el cual  $\chi^2 < \chi_{\text{mínimo}}^2 + \Delta\chi^2$ , donde  $\Delta\chi^2 = 2.30$  ( $\Delta\chi^2 = 6.18$ ) <sup>(1)</sup>. Se ha empleado el modelo GKex para la descripción de los factores de forma electromagnéticos y las correcciones radiativas han sido incluidas tal y como se describieron previamente. En el panel superior izquierdo (inferior izquierdo), situación-(i) (situación-(iii)), se ha usado una masa de extrañeza vector dipolar (monopolar),  $M_V = 0.84$  GeV ( $\widetilde{M}_V = 1.0$  GeV) y el valor estándar de la masa axial,  $M_A = 1.032$  GeV. En el panel superior derecho (inferior derecho), situación (ii) (situación-(iv)), se ha usado el mismo valor de masa de extrañeza vector que en el caso previo, pero haciendo uso del valor extremo para la masa axial,  $M_A = 1.35$  GeV. El valor de  $\chi^2$  reducido, calculado como el cociente entre el valor de  $\chi^2$  y el número de grados de libertad (número de datos experimentales menos número de parámetros libres), es mostrado en cada caso. Conviene mencionar que en todos los casos, excepto en los datos correspondientes al experimento G0, los errores experimentales,  $\Delta\mathcal{A}^{PV}$ , han sido evaluados mediante la suma en cuadratura del error estadístico más el sistemático. Como ya se comentó, en el caso de G0, el error experimental se compone de tres contribuciones: el error sistemático, el estadístico y un error “correlacionado” que la colaboración G0 denomina “*error sistemático global*”. Este error parece incluir incertidumbres asociadas a la teoría. En este trabajo, hemos optado por una opción conservadora para el tratamiento de los errores de G0. Ésta consiste en añadir el llamado error sistemático global al resultado de la suma en cuadratura de los errores sistemático y estadístico. De esa forma la barra de error asociada al experimento G0 resulta máxima por lo que su peso estadístico se reduce. De hecho, el dato experimental medido por la colaboración HAPPEX-III, correspondiente a un valor relativamente alto de  $|Q^2|$ , domina el análisis estadístico debido a la gran precisión de la medida.

La Fig. 6.11 representa el mismo tipo de resultados mostrados en la Fig. 6.10, pero

---

<sup>1</sup>Este convenio para la definición de las elipses de confianza se corresponde con el descrito en las referencias [N<sup>+</sup>10, B<sup>+</sup>12].

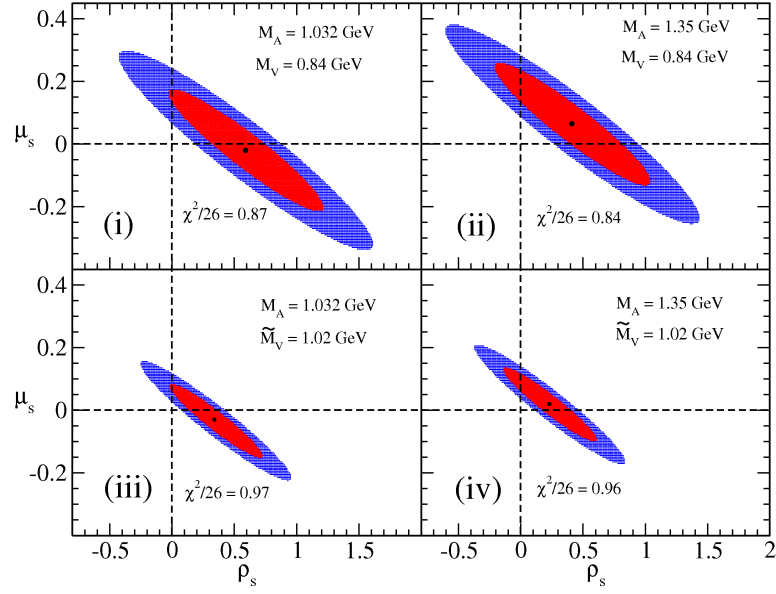


Figura 6.10: Elipses correspondientes al 68.27 % (roja) y al 95.45 % (azul) de niveles de confianza en el plano  $\rho_s - \mu_s$ . El punto negro corresponde al valor del mínimo absoluto. El valor de extrañeza nula ( $\rho_s = \mu_s = 0$ ) es señalado como referencia. El modelo GKex ha sido usado para la descripción de los factores de forma electromagnéticos. Cada panel corresponde a un valor de masa axial,  $M_A$  ( $\widetilde{M}_A$ ), y de masa vector,  $M_V$  ( $\widetilde{M}_V$ ). El correspondiente valor de  $\chi^2$  dividido por el número de grados de libertad del sistema es representado en cada panel.

en este caso, la parametrización correspondiente al ajuste de los datos experimentales de Bernauer *et al.* [B<sup>+</sup>10] ha sido empleada para la descripción de los factores de forma del protón. Nótese que no se ha incluido el dato de G0 a  $|Q^2| \sim 1 \text{ GeV}^2$  porque el ajuste a los datos de Bernauer *et al.* solo llega a valores máximos de  $|Q^2| \sim 0.9 \text{ GeV}^2$ .

Comparando los resultados de las Figs. 6.10 y 6.11, se observa un comportamiento de las elipses de confianza bastante similar en las distintas situaciones (i) a (iv). En particular, nótese la reducción del área entre las elipses correspondientes a las situaciones (iii) y (iv), en las que se emplea la descripción monopolar del factor de forma vector extraño, y las situaciones (i) y (ii) en las que se hace uso de la forma dipolar. Este comportamiento es consistente con lo observado en las Figs. 6.6–6.8 en las que la dispersión en la asimetría es mayor cuando se usa una descripción monopolar. Por otro lado, los resultados obtenidos usando GKex (Fig. 6.10) comparados con los obtenidos con Bernauer *et al.* (Fig. 6.11), muestran que las elipses de confianza en el plano  $\rho_s - \mu_s$  están ligeramente desplazadas hacia valores menores de  $\rho_s$  (izquierda) y mayores de  $\mu_s$  (arriba). Sin embargo, mientras la mayoría de elipses  $1\sigma$  son consistentes con valores estrictamente positivos del parámetro  $\rho_s$  (sólo en las situaciones (ii) y (iv) de la Fig. 6.10, el valor  $\rho_s = 0$  está claramente contenido

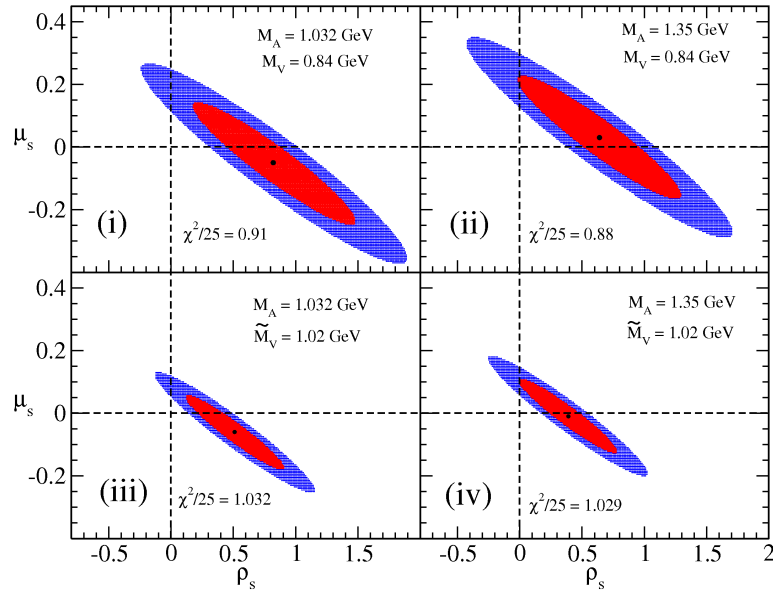


Figura 6.11: Como en Fig. 6.10 pero en este caso se ha usado la parametrización a partir de los datos de Bernauer *et al.* para describir los factores de forma del protón.

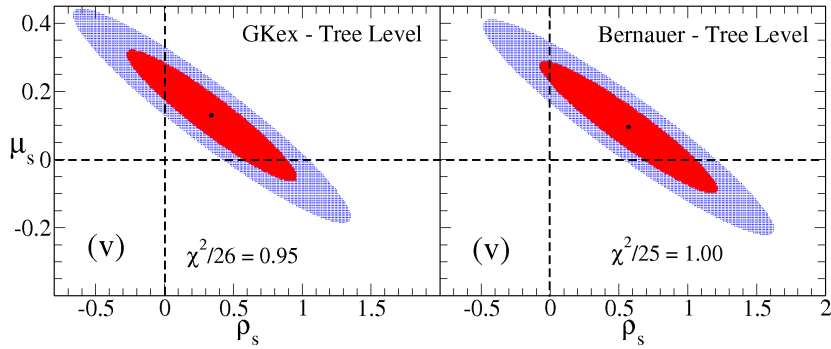


Figura 6.12: Como en Fig. 6.10 pero en este caso el cálculo ha sido realizado sin incluir las correcciones radiativas. En el panel izquierdo se ha usado la parametrización de GKex y en el derecho la de Bernauer *et al.* para la descripción de los factores de forma electromagnéticos.

	GKex			Bernauer		
	$\rho_s$	$\mu_s$	$\chi^2/26$	$\rho_s$	$\mu_s$	$\chi^2/25$
(i)	$0.59 \pm 0.62$	$-0.02 \pm 0.21$	0.87	$0.82 \pm 0.63$	$-0.05 \pm 0.21$	0.91
(ii)	$0.41 \pm 0.62$	$0.065 \pm 0.21$	0.84	$0.64 \pm 0.63$	$0.03 \pm 0.21$	0.88
(iii)	$0.34 \pm 0.31$	$-0.03 \pm 0.12$	0.97	$0.51 \pm 0.31$	$-0.06 \pm 0.12$	1.032
(iv)	$0.23 \pm 0.31$	$0.02 \pm 0.12$	0.96	$0.39 \pm 0.31$	$-0.01 \pm 0.12$	1.029
(v)	$0.34 \pm 0.62$	$0.13 \pm 0.21$	0.95	$0.57 \pm 0.62$	$0.10 \pm 0.21$	1.00

Cuadro 6.1: Resumen de los resultados mostrados en las Figs. 6.10 y 6.11. La situación (v) corresponde a la Fig. 6.12.

en la región  $1\sigma$ ), el valor de extrañeza magnética nula ( $\mu_s = 0$ ) es consistente con el análisis de los datos en todas las situaciones. Por otro lado, un análisis más conservador, basado en los resultados de las elipses  $2\sigma$ , es consistente con valores negativos de la extrañeza eléctrica,  $\rho_s$ .

Los efectos de las correcciones radiativas en la asimetría PV fueron estudiados en la sección 6.4. Por completitud, en la Fig. 6.12 presentamos las elipses  $1\sigma$  y  $2\sigma$  que resultan cuando las correcciones radiativas son ignoradas. Se han usado los valores estándar para las masas en la descripción dipolar:  $M_V = 0.84$  GeV y  $M_A = 1.032$  GeV. Comparando estos resultados con los correspondientes a la situación (i) en las Figs. 6.10 y 6.11 se observa que las elipses de confianza están significativamente desplazadas hacia valores mayores (menores) de  $\mu_s$  ( $\rho_s$ ).

En el cuadro 6.1 presentamos un resumen de todos los resultados de esta sección. Los valores presentados para los parámetros  $\mu_s$  y  $\rho_s$  corresponden a los puntos de máxima confianza, es decir, los valores para los cuales  $\chi^2$  alcanza el mínimo absoluto. Los errores han sido calculados fijando uno de los parámetros a su valor central y moviendo el otro a lo largo de la línea horizontal (vertical) en el caso de  $\rho_s$  ( $\mu_s$ ) hasta cortar la línea horizontal (vertical) trazada desde el extremo de la elipse  $1\sigma$ . A partir de este análisis concluimos que los valores específicos de los parámetros de extrañeza eléctrica y magnética presentan cierta dependencia en la descripción de los factores de forma electromagnéticos: GKex frente al ajuste de Bernauer *et al.* Los resultados con GKex producen valores centrales de  $\rho_s$  más pequeños, aunque las elipses  $1\sigma$  de ambos modelos se superponen. A pesar de esta dependencia con el modelo, en todas las situaciones estudiadas los datos son consistentes con valores positivos o nulo de  $\rho_s$ . El valor seleccionado para la masa axial, así como la forma funcional dipolar/monopolar para la descripción de la dependencia funcional de  $G_{E,M}^{(s)}$  con  $Q^2$ , también introducen importantes efectos; nótese la reducción de  $\rho_s$  en la situación (iv) respecto a la (i).

Respecto al parámetro de extrañeza  $\mu_s$ , el uso del ajuste de Bernauer *et al.* produce valores más pequeños, aunque en ambos casos muy próximos a  $\mu_s = 0$ . Las modificaciones introducidas por el uso del factor de forma monopolar frente al dipolar y el valor específico de la masa axial, también introducen cambios significativos. Nótese por ejemplo, el cambio de signo que se observa en  $\mu_s$ . De nuevo, en todos los casos analizados el valor  $\mu_s = 0$  está contenido en la región de  $1\sigma$ .

Los resultados obtenidos sin incluir correcciones radiativas (situación (v) en la tabla 6.1) muestran que las elipses se desplazan hacia valores más pequeños de  $\rho_s$  y mayores de  $\mu_s$ . De hecho, el valor central de  $\mu_s$  claramente se desplaza hacia la región positiva, mientras que el de  $\rho_s$ , aunque disminuye, sigue siendo positivo.

Una conclusión general que emerge de los resultados de todas las figuras analizadas (Figs. 6.10–6.12) es que, a pesar de que tanto  $\rho_s = 0$  como  $\mu_s = 0$  están contenidos dentro de las elipses del 95 % de nivel de confianza, el resultado correspondiente a extrañeza total nula, es decir,  $\rho_s = \mu_s = 0$ , se halla fuera de la región del 95 % de nivel de confianza. Por otro lado, en relación al signo de  $\rho_s$  y/o  $\mu_s$ , no puede establecerse ninguna conclusión definitiva; ambas posibilidades están contenidas en la región de  $1\sigma$  en la mayoría de los casos.

Para concluir, aunque no se muestra en las figuras, debemos señalar que se han analizado los resultados obtenidos usando un valor distinto del ángulo de mezcla débil,  $\theta_W$ . En concreto, se ha hecho uso del valor sugerido en [ERM05a]. En ese caso, las elipses de confianza se desplazan hacia valores más negativos de  $\mu_s$ , mientras los valores de  $\rho_s$  no sufren cambios significativos. El punto de máxima certeza (centroide de las elipses) se desplaza desde valores próximos a cero para  $\mu_s$  (análisis previo) hacia la región  $\mu_s \sim [-0.1, -0.2]$ . De esta forma, al contrario que en el estudio previo, la región de extrañeza nula,  $\rho_s = \mu_s = 0$ , queda contenida dentro de las regiones  $1\sigma$ .

### 6.5.1. Extrañeza a $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$

Algunos de los grupos de investigación dedicados al estudio de la extrañeza en el nucleón han optado por el análisis de los datos experimentales a  $Q^2$  fijo (concretamente, en el entorno de  $|Q^2| \approx 0.1 \text{ GeV}^2$ ). Como se comentó en la introducción (capítulo 3), esta opción tiene la ventaja de que permite extraer los factores de forma extraños sin necesidad de suponer una dependencia teórica de los mismos con el cuadrimomento transferido. Por el contrario, presenta el inconveniente de limitar el análisis al conjunto de medidas realizadas a un valor fijo de  $Q^2$ .

Con el objetivo de comparar nuestras predicciones sobre el contenido de extrañeza eléctrica y magnética con las propuestas por otros grupos para  $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$ , transformamos la elipse mostrada en la situación (i) de la Fig. 6.10 al plano  $G_E^s - G_M^s$ . Para ello, fijamos  $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$  de modo que la transformación es simplemente una

constante multiplicativa (ver ecs. (5.59)). En la Fig. 6.13 comparamos las elipses del 95% de confianza ( $\Delta\chi^2 = 5.99$ ) publicadas en las Refs. [LMRM07, YRCT06] con el resultado de nuestro análisis. También se ha añadido en el gráfico el punto correspondiente a las predicciones teóricas realizadas por Leinweber *et al.*:  $G_M^s(|Q^2| = 0.1)$  [L<sup>+</sup>05] y  $G_E^s(|Q^2| = 1)$  [L<sup>+</sup>06].

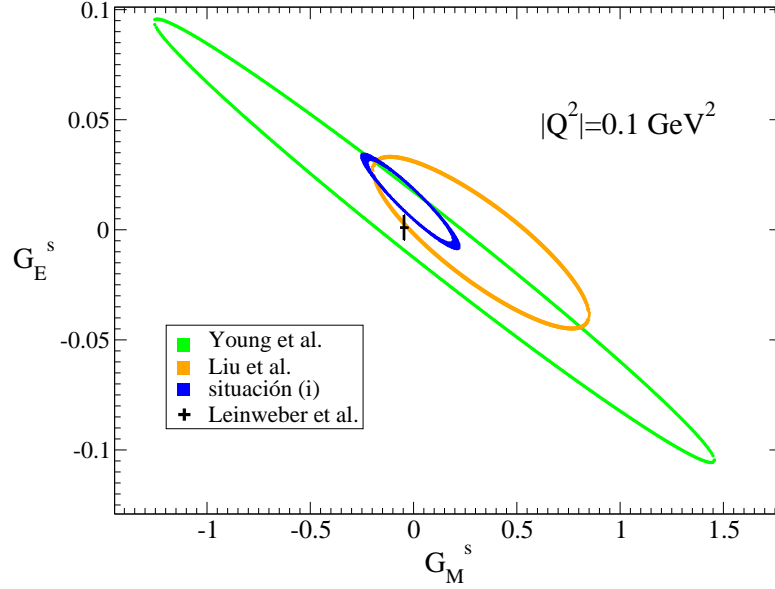


Figura 6.13: Comparación de las elipses del 95% de nivel de confianza calculadas por distintos grupos: Liu *et al.* [LMRM07] (naranja), Young *et al.* [YRCT06, TY07a, TY07b] (verde) y nuestra predicción usando la parametrización de los factores de forma EM GKex y los parámetros  $M_A = 1.03 \text{ GeV}$  y  $M_V = 0.84 \text{ GeV}$  (azul). El punto negro (con barras de error) es el resultado del cálculo teórico de Leinweber *et al.* [L<sup>+</sup>05, L<sup>+</sup>06].

Para entender mejor la comparación presentada en la Fig. 6.13 vamos a describir brevemente las diferencias entre nuestro análisis y el resto. En primer lugar, para realizar el análisis estadístico y obtener las elipses de la Fig. 6.13, tanto en [LMRM07] como en [YRCT06] se utilizan datos de la asimetría PV en dispersión elástica de electrones por protones, deuterio y  $^4\text{He}$ . Por un lado, en [LMRM07] se han considerado 10 datos experimentales comprendidos en la región  $0.091 \leq |Q^2| \leq 0.136 \text{ GeV}^2$ . Por otro, en [YRCT06] utilizaron un total de 19 datos comprendidos en el intervalo  $0.038 \leq |Q^2| \leq 0.299 \text{ GeV}^2$ . En ambos trabajos se empleó el mismo método para interpolar los datos al valor de  $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$ : los factores de forma eléctrico y magnético extraños fueron parametrizados considerando que  $G_M^s$  es constante y  $G_E^s \propto |Q^2|$ .

Por el contrario, en nuestro análisis hemos utilizado los 28 datos experimentales de la asimetría PVep disponibles hasta la fecha, los cuales corresponden al intervalo del cuadrimomento:  $0.1 \lesssim |Q^2| \lesssim 1 \text{ GeV}^2$ . Hemos considerado una forma funcional dipolar



(caso GKex-(i)) para los factores de forma extraños. Nótese que en el caso  $|Q^2| \ll M_V^2$  (donde  $M_V^2 \approx 0.7 \text{ GeV}^2$ ) la forma dipolar puede aproximarse a las siguientes expresiones (ver (5.59)):

$$G_M^s \approx \mu_s, \quad G_E^s(Q^2) \approx \rho_s \frac{|Q^2|}{4M^2}, \quad (6.7)$$

las cuales coinciden con la parametrización utilizada en [YRCT06, LMRM07].

En resumen, como puede observarse en la Fig. 6.13, a pesar de las evidentes diferencias entre nuestro análisis y el resto, el resultado obtenido es totalmente consistente con los de Young *et al.* [YRCT06] y Liu *et al.* [LMRM07]. Por su parte, la predicción teórica de Leinweber *et al.* [L<sup>+</sup>05, L<sup>+</sup>06] queda ligeramente fuera de nuestra elipse del 95 % de nivel de confianza.

## 6.6. Experimento Q-weak

En esta sección analizamos el impacto que las incertidumbres en los ingredientes de la asimetría que hemos estudiado en las secciones previas puede tener sobre los resultados e interpretación del experimento Q-weak [vO08, A<sup>+</sup>07d, Raj11, JLaC, YRCT06]. A través de una medida de  $\mathcal{A}^{PV}$  a  $|Q^2| = 0.028 \text{ GeV}^2$ , energía incidente del electrón de 1.16 GeV y ángulo de dispersión de  $\theta_e \sim 8^\circ$ , el experimento Q-weak pretende determinar la carga débil del protón,  $Q_W^p$ , con una precisión  $\sim 4\%$ . Consecuentemente, se podría extraer  $\sin^2 \theta_W$  con un error del orden del 0.3 %. Sin embargo, a pesar del pequeño valor de  $|Q^2|$  considerado, los factores de forma hadrónicos todavía pueden tener influencia en la asimetría PV. De esta forma, la extracción de las cantidades derivadas de la medida,  $Q_W^p$  y  $\sin^2 \theta_W$ , puede verse afectada por incertidumbres teóricas que pueden resultar mayores o del mismo orden que el error experimental estimado. A continuación, evaluamos cómo la interpretación de los resultados del experimento Q-weak podría verse modificada cuando se consideran diferentes opciones para la descripción de los factores de forma del nucleón.

En general, la carga débil del protón puede escribirse como:

$$Q_W^p = 1 - 4 \sin^2 \theta_W = \frac{-2G^2 \mathcal{A}^{PV} / \mathcal{A}_0 + B_{pn} + B_{ps}}{G^2(1 + R_V^p) - \sqrt{\tau(1 + \tau)(1 - \epsilon^2)} G_M^p G_A^{e,p}}. \quad (6.8)$$

En el límite de ángulos de dispersión pequeños, la expresión anterior se simplifica debido a que la contribución del sector axial-vector resulta despreciable. Así,

$$Q_W^p = \frac{-2G^2 \mathcal{A}^{PV} / \mathcal{A}_0 + B_{pn} + B_{ps}}{G^2(1 + R_V^p)}. \quad (6.9)$$

Se ha introducido  $G^2 = \epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^n)^2$  y las funciones:

$$\begin{aligned} B_{pn} &= (\epsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n)(1 + R_V^n) \\ B_{ps} &= (\epsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s)(1 + R_V^{(0)}). \end{aligned} \quad (6.10)$$

EM	A-S	Kelly	BHM-SC	BHM-pQCD	GKex	Bernauer
$Q_W^p$	0.05373	0.05337	0.05422	0.05405	0.05340	0.05257
$\sin^2 \theta_W$	0.23657	0.23666	0.23644	0.23649	0.23665	0.23686

Cuadro 6.2: Valores de  $Q_W^p$  y  $\sin^2 \theta_W$  obtenidos mediante la Eq. (6.8) para las diferentes descripciones de los factores de forma electromagnéticos del nucleón. El contenido de extrañeza eléctrica y magnética se ha fijado como en la situación GKex-(i) (cuadro 6.1):  $\rho_s = 0.59$  y  $\mu_s = -0.02$ .

Es importante señalar que nuestro interés en esta sección no es determinar el valor de la carga débil del protón. Nuestro objetivo es analizar cómo la extracción de esa magnitud, a partir de una medida de la asimetría PV, puede verse afectada por las incertidumbres asociadas a los factores de forma del nucleón, centrándonos especialmente en el efecto asociado al contenido de extrañeza eléctrica y magnética. El procedimiento seguido en esta sección es el siguiente: i) tomamos un valor de la asimetría PV a  $|Q^2| = 0.028$  GeV<sup>2</sup> y en dispersión hacia adelante. En este caso hemos considerado el valor dado en el ajuste global de los datos experimentales a bajo  $|Q^2|$  presentado en [YCTR07] y que se corresponde con el valor  $\mathcal{A}^{PV} = -1.91 \times 10^{-7}$ ; ii) a continuación, se calcula  $Q_W^p$  haciendo uso de la expresión (6.8) para las diferentes descripciones de los factores de forma electromagnéticos y débiles; iii) finalmente, se presenta una incertidumbre teórica a partir de la comparación de las distintas predicciones asociadas a cada descripción específica de los factores de forma. Los resultados obtenidos están resumidos en los cuadros 6.2 y 6.3. Todos los cálculos han sido comparados con la situación GKex-(i) que se ha tomado como referencia (ver cuadro 6.1), es decir,  $M_A = 1.032$  GeV,  $M_V = 0.84$  GeV,  $\rho_s = 0.59$  y  $\mu_s = -0.02$ .

En el cuadro 6.2 se observa que los efectos introducidos por la descripción de los factores de forma electromagnéticos es pequeña, menor que  $\sim 3\%$  para  $Q_W^p$ , es decir, menor que  $\sim 0.2\%$  para  $\sin^2 \theta_W$ . Estas diferencias surgen de la comparación de los resultados evaluados con las seis prescripciones de los factores de forma electromagnéticos presentados en el cuadro 6.2. La mayor discrepancia se obtiene para los casos BHM-SC y Bernauer.

Con objeto de estudiar la sensibilidad de  $Q_W^p$  y  $\sin^2 \theta_W$  respecto a las variaciones de los parámetros de extrañeza vector,  $\rho_s$  y  $\mu_s$ , lo primero que hacemos es evaluar el cambio de las elipses en el plano  $\rho_s - \mu_s$  debido a la incorporación en el análisis estadístico de una medida de la asimetría PV en la cinemática  $|Q^2| = 0.028$  GeV<sup>2</sup>,  $\theta_e = 8^\circ$  y con la precisión ( $\sim 2.2\%$ ) prevista para el experimento Q-weak <sup>(2)</sup>. El resultado es mostrado en la Fig. 6.14, donde

<sup>2</sup>2.2% es el error previsto para la medida de la asimetría PV en el experimento Q-weak [vO08, A<sup>+</sup>07d]. Nótese que la incertidumbre prevista por la colaboración Q-weak en la extracción de  $Q_W^p$  ( $\sim 4\%$ ) deriva

representamos la superposición de las elipses  $1\sigma$ : en rojo, la correspondiente al caso (i) mostrado en la Fig. 6.10, en azul, la misma elipse pero cuando se ha añadido la hipotética medida de Q-weak en el análisis. El área de la elipse se ha reducido en algo menos del 9%; por otro lado, la disminución del error asociado a los parámetros  $\rho_s$  y  $\mu_s$  es  $\sim 1\%$ . En resumen, debido a la cinemática específica seleccionada ( $|Q^2|$  muy pequeño), la medida de Q-weak no mejora notablemente la determinación de los parámetros de extrañeza.

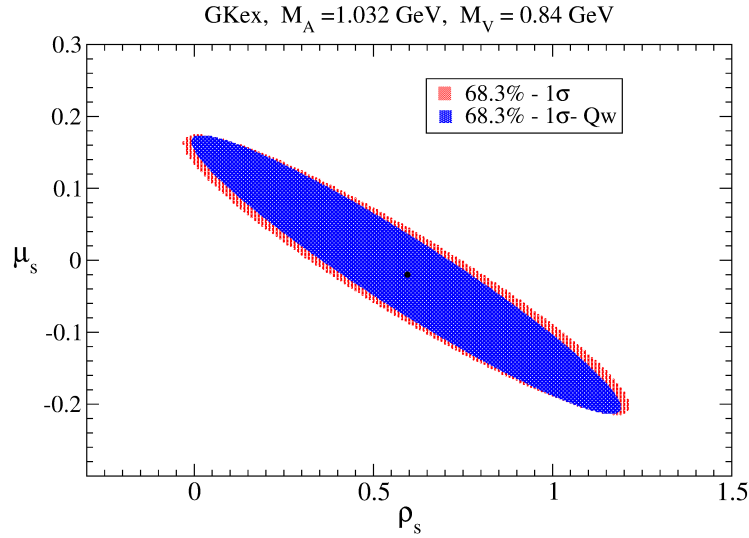


Figura 6.14: El área roja representa la elipse de confianza  $1\sigma$  mostrada previamente en la Fig. 6.10 (situación (i)); el área azul corresponde a la misma elipse cuando en el análisis estadístico se incorpora la hipotética medida de  $\mathcal{A}^{PV}$  de Q-weak (ver texto). La elipse azul ha sido desplazada para hacer coincidir los centroides.

En el cuadro 6.3 se muestra la sensibilidad de  $Q_W^p$  y  $\sin^2 \theta_W$  respecto a las variaciones de los parámetros de extrañeza,  $\rho_s$  y  $\mu_s$ . Como se dijo anteriormente tomamos  $\mathcal{A}^{PV} = -1.91 \times 10^{-7}$  y la prescripción GKex para describir los factores de forma electromagnéticos. Los valores de  $\rho_s$  y  $\mu_s$  corresponden a los valores extremos de los mismos cuando, en la situación GKex-(i), el error es calculado fijando uno de los parámetros a su valor central y moviendo el otro a lo largo de la línea horizontal, en el caso de  $\rho_s$ , o vertical, en el caso de  $\mu_s$ , hasta alcanzar el contorno límite de la elipse  $1\sigma$ . La última columna de la tabla representa la diferencia, en tanto por ciento, entre los dos valores mostrados para  $Q_W^p$  (igualmente para  $\sin^2 \theta_W$ ).

De acuerdo con el análisis realizado, incluso con una estimación claramente optimista del error asociado a la descripción de la extrañeza eléctrica y magnética, la incertidumbre en la extracción de  $Q_W^p$  y  $\sin^2 \theta_W$  son del mismo orden o incluso algo mayores que la de esta incertidumbre en la medida de la asimetría cuando se suponen conocidos el resto de ingredientes.

$(\mu_s = -0.020)$	$\rho_s = 0.80$	$\rho_s = 0.38$	(%)
$Q_W^p$	0.05499	0.05182	5.8
$\sin^2 \theta_W$	0.23625	0.23704	0.33
$(\rho_s = 0.59)$	$\mu_s = -0.085$	$\mu_s = 0.045$	(%)
$Q_W^p$	0.05203	0.05478	5.0
$\sin^2 \theta_W$	0.23699	0.23630	0.3

Cuadro 6.3: Valores de  $Q_W^p$  y  $\sin^2 \theta_W$  obtenidos a partir de la Eq.(6.8) para las diferentes descripciones de los factores de forma de extrañeza eléctrica y magnética del nucleón (ver texto para más detalles). La última columna representa la diferencia entre los dos valores de  $Q_W^p$  (y  $\sin^2 \theta_W$ ) calculados en cada caso.

estimada por el experimento Q-weak. Este mismo análisis podría haberse realizado de una forma más conservadora, por ejemplo, considerando el error en los parámetros  $\rho_s$  y  $\mu_s$  mostrado en la tabla 6.1; en ese caso, la incertidumbre asociada a la cantidad  $Q_W^p$  (y  $\sin^2 \theta_W$ ) sería bastante mayor. Por tanto, es importante señalar que las interpretaciones derivadas de los resultados del experimento Q-weak deben ser tomadas con ciertas precauciones.

Antes de concluir, subrayamos una vez más que el interés de este estudio no es realizar una predicción teórica sobre  $Q_W^p$  y/o  $\sin^2 \theta_W$ , sino analizar cómo la descripción de los factores de forma puede afectar a la determinación de la carga débil del protón a partir de una medida de la asimetría PV. Un estudio diferente fue realizado en [GHRM11] (véase también [GH09, S<sup>+</sup>10]) donde el objetivo fue explorar incertidumbres teóricas en la asimetría PV asociadas a contribuciones de orden superior. En la Ref. [GHRM11] se examina la contribución  $\gamma Z$ -“box” en el contexto de las relaciones de dispersión y se estima la contribución de dicho proceso a la asimetría PV. Este resultado es aplicado al experimento Q-weak proporcionando una corrección a la  $\mathcal{A}^{PV}$  equivalente a un desplazamiento en la estimación de la carga débil del protón.

A pesar de la aparente crítica que surge de nuestro análisis respecto a la interpretación de los resultados del experimento Q-weak, el valor que tiene una medida de la asimetría PV, con la precisión anunciada por el Jefferson Lab para este experimento, es incuestionable. En la sección siguiente extendemos el análisis global previo, profundizando en el estudio de la estructura del nucleón a través de la determinación de las constantes de acoplamiento efectivas de la corriente débil neutra. Asimismo, estudiamos el efecto que en tales estimaciones causaría una medida de  $\mathcal{A}^{PV}$  con la precisión anunciada por la colaboración Q-weak.

## 6.7. Constantes de acoplamiento efectivas de la corriente débil

En esta sección proporcionamos una estimación de las constantes de acoplamiento efectivas de la corriente electrodébil neutra (véase sección 5.6),  $(C_{1u}, C_{1d})$ , consistente con el análisis global de la sección previa. Siguiendo la línea del trabajo de Young *et al.* [YCTR07], evaluamos las elipses de confianza en el plano definido por  $C_{1u} + C_{1d}$  frente a  $C_{1u} - C_{1d}$ .

Recordemos la expresión general de la asimetría PV en términos de los factores de forma del nucleón y las constantes de acoplamiento electrodébiles:

$$\mathcal{A}^{PV} = \frac{\mathcal{A}_0}{2G^2} \left[ a_A \left( \varepsilon G_E^N \tilde{G}_E^p + \tau G_M^p \tilde{G}_M^p \right) - a_V \sqrt{1 - \varepsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)} G_M^p G_A^{e,p} \right]. \quad (6.11)$$

A continuación, fijamos las constantes de acoplamiento del vértice leptónico a su valor predicho en el Modelo Estándar, es decir,  $a_A = -1$  y  $a_V = -1 + \sin^2 \theta_W$ . El ángulo de mezcla débil es fijado a  $\sin^2 \theta_W = 0.23122$ , que corresponde al valor en el polo  $Z$  y que ha sido usado para todos los cálculos de este trabajo. Como parámetros libres para el análisis elegimos  $\xi_V^p$  y  $\xi_V^n$ , es decir, las constantes de acoplamiento efectivas bosón protón y bosón neutrón, respectivamente. Recordamos que estas constantes de acoplamiento aparecen implícitamente en la expresión de la asimetría, concretamente, a través de la definición de los factores de forma débil neutro del protón:

$$\tilde{G}_{E,M}^p = \xi_V^p G_{E,M}^p + \xi_V^n G_{E,M}^n + \xi_V^{(s)} G_{E,M}^{(s)}. \quad (6.12)$$

Como se discutió en el capítulo 5, y más concretamente en la sección 5.6, estas constantes de acoplamiento incluyen el efecto de las correcciones radiativas y se relacionan con  $C_{1u}$  y  $C_{1d}$  a través de las ecuaciones (5.67). La contribución de extrañeza es fijada como  $\xi_V^{(s)} = -(1 + R_V^{(0)})$  con  $R_V^{(0)} = -0.0123$ .

A continuación, presentamos un análisis global de todos los datos de  $\mathcal{A}^{PV}$  publicados hasta la fecha. Calculamos las elipses de confianza correspondientes a los contornos  $1\sigma$  y  $2\sigma$  en el plano definido por  $C_{1u} + C_{1d}$  y  $C_{1u} - C_{1d}$ . Se ha usado la prescripción GKex y el conjunto de parámetros correspondientes a la situación GKex(i), es decir, forma funcional dipolar,  $M_V = 0.84$  GeV,  $M_A = 1.032$  GeV y el contenido de extrañeza correspondiente al punto de máxima probabilidad en esta situación,  $\rho_s = 0.59$  y  $\mu_s = -0.020$  (ver Cuadro 6.1 y panel superior izquierdo en la Fig. 6.10). Los resultados son mostrados en la Fig. 6.15: contorno del 68.27% de confianza ( $1\sigma$ , elipse roja), contorno del 95.45% ( $2\sigma$ , elipse azul). El resto de elipses son los resultados de otros estudios encontrados en la literatura: (i, puntos naranja) contorno del 95% de confianza correspondiente al análisis de datos asociados a procesos atómicos con violación de paridad [YCTR07, B<sup>+</sup>12, ERM05b], (ii, línea continua verde) contorno  $1\sigma$  consistente con el análisis de los datos de dispersión

de electrones con violación de paridad sobre protón, deuterio y helio [YCTR07, B<sup>+</sup>12], (iii, triángulos negros) contorno del 95% de confianza resultante de un análisis combinado usando toda la información anterior [YCTR07, B<sup>+</sup>12].

Como ya mencionamos en el análisis global de la sección anterior, el uso de un valor distinto para el ángulo de mezcla débil, por ejemplo,  $\sin^2 \theta_W = 0.23867$  (ver Ref. [ERM05a]), produce un desplazamiento de las elipses. En concreto, el nuevo contorno se mueve un  $\sim 5 - 6\%$  hacia la derecha (valores mayores de  $C_{1u} - C_{1d}$ ) y un  $\sim 4 - 5\%$  hacia abajo (valores menores de  $C_{1u} + C_{1d}$ ).

Para completar el estudio, analizamos cómo la predicción realizada para  $C_{1u}/C_{1d}$ , es decir, las elipses de confianza de la Fig. 6.15, se ven afectadas por la elección de la extrañeza. Para ello, consideramos de nuevo el conjunto de parámetros del caso GKex-(i) y permitimos a  $\rho_s$  y  $\mu_s$  que varíen a lo largo de la curva que limita la región de  $1\sigma$  en dicho caso (situación (i) en la Fig. 6.10). Así, cada punto  $(\rho_s, \mu_s)$  del contorno produce una elipse de confianza en el plano  $C_{1u} - C_{1d}/C_{1u} + C_{1d}$ . En la Fig. 6.16 se muestra la región (área verde) que resulta de la superposición de todas las elipses  $1\sigma$  correspondientes a cada valor específico de  $(\rho_s, \mu_s)$ . Como referencia, comparamos esta región con la elipse  $1\sigma$  original (área roja) que se mostró en la Fig. 6.15.

En la discusión que sigue estudiamos cómo las elipses de confianza en el plano  $C_{1u} - C_{1d}/C_{1u} + C_{1d}$  cambian al introducir en el análisis el “hipotético” dato experimental de Q-weak. Consideramos como punto de partida las elipses mostradas en la Fig. 6.15, y tomamos para la asimetría el valor  $\mathcal{A}^{PV} = -1.91 \times 10^{-7}$  con un error  $\sim 2.2\%$ . Los resultados se muestran en la Fig. 6.17. En el panel izquierdo se observa como las elipses  $1\sigma$  y  $2\sigma$  reducen considerablemente el área respecto a los resultados mostrados en la Fig. 6.15: el área de las nuevas elipses es aproximadamente el  $\sim 15\%$  de las anteriores.

Por último, el panel derecho de la Fig. 6.17 representa las elipses que resultan de realizar el mismo tratamiento a la elipse de la Fig. 6.16. De nuevo, se observa la drástica reducción del área de las elipses.

Terminamos esta sección haciendo mención a un nuevo experimento cuya realización está prevista en Mainz haciendo uso de las instalaciones del acelerador MESA [Aul11]. La motivación de este experimento es proporcionar una medida de precisión de la carga débil del protón y del ángulo de mezcla débil en la región de muy baja energía. La energía prevista para el haz de electrones es de unos 137 MeV y el ángulo de dispersión en torno a  $20^\circ \pm 10^\circ$ . Así, el momento transferido está fijado en  $|Q^2| = 0.0022 \text{ GeV}^2$ . Como se muestra en la Ref. [GHRM11], es de esperar que el impacto de la corrección asociada al proceso  $\gamma Z$ -“box” sea muy pequeño en esta región cinemática. Este resultado complementa el de Q-weak, y ambos pueden proporcionar un excelente “test” del Modelo Estándar, así como ayudar a la mejora del conocimiento presente sobre la estructura interna de los nucleones.

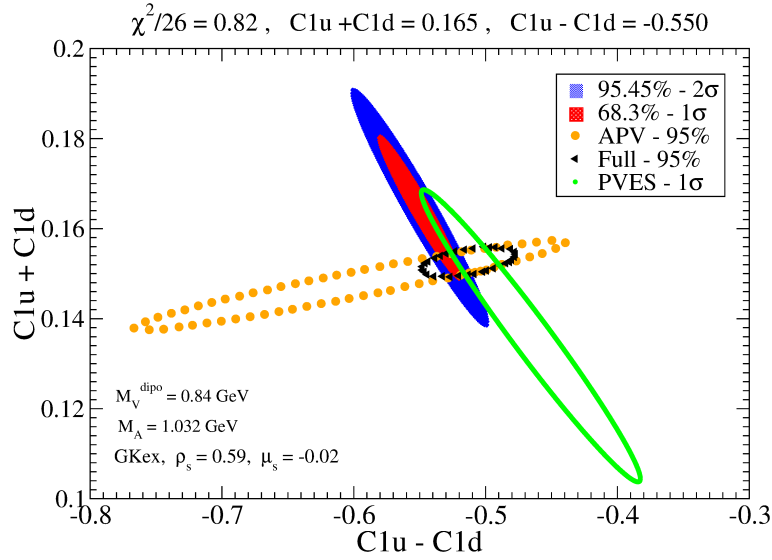


Figura 6.15: Elipses de confianza en el plano  $C_{1u} + C_{1d}/C_{1u} - C_{1d}$  consistentes con nuestro análisis de los datos experimentales de la asimetría PVep. El área roja (azul) representa la región correspondiente al 68.27% (95.45%) de nivel de confianza derivada de nuestro análisis. El resto de contornos son el resultado de otros análisis encontrados en la literatura (ver texto y Refs. [YCTR07, B<sup>+</sup>12]).

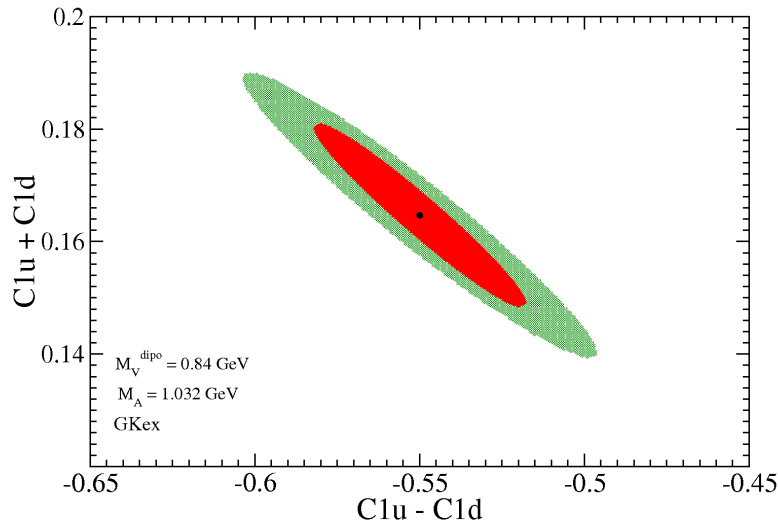


Figura 6.16: El área verde representa la superposición del conjunto de elipses  $1\sigma$  que resultan de usar distintos valores de extrañeza eléctrica,  $\rho_s$ , y magnética,  $\mu_s$ . El área roja es la elipse  $1\sigma$  original (ver texto para más detalles).

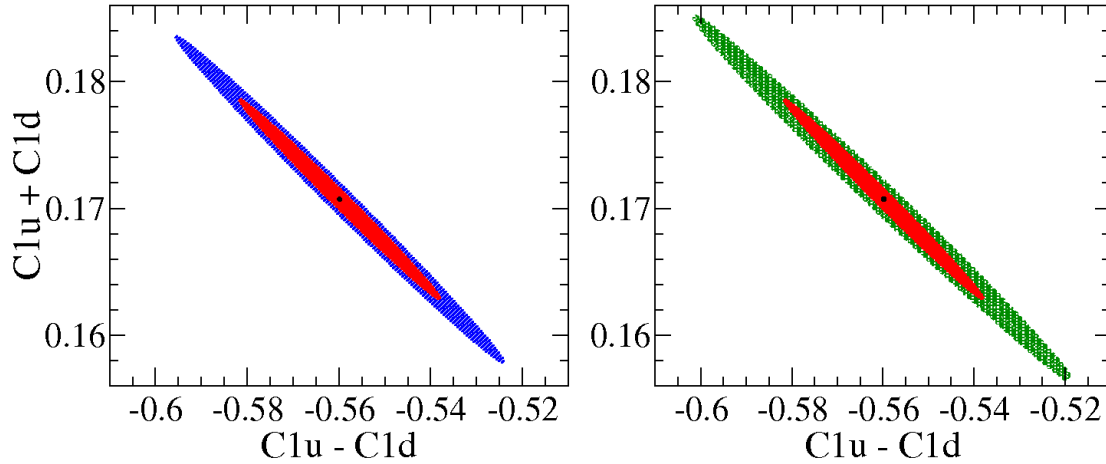


Figura 6.17: Misma leyenda que en Fig. 6.15 (panel izquierdo) y Fig. 6.16 (panel derecho), excepto que en este caso se ha incluido la hipotética medida de Q-weak en el análisis de los datos.

## 6.8. Perspectivas para futuros experimentos

En esta sección analizamos el error relativo en la asimetría PV que resultaría de medidas  $p(\vec{e}, e')p$  a muy alta energía. Aunque por el momento, no hay aprobados experimentos de estas características, las instalaciones del Jlab están siendo preparadas para alcanzar los 11 GeV en el haz de electrones. Así pues, discutimos brevemente estos resultados analizando su posible impacto en un futuro próximo.

Introducimos la definición estándar de la figura de mérito,

$$\mathcal{F} = (\mathcal{A}^{PV})^2 \sigma^{PC}, \quad (6.13)$$

donde  $\mathcal{A}^{PV}$  y la sección eficaz  $\sigma^{PC}$  han sido evaluadas de acuerdo a nuestro modelo. Esta expresión sirve para determinar la precisión estadística que puede alcanzarse una vez fijadas las condiciones experimentales. Por tanto, omitiendo el error sistemático, la expresión para el error relativo se escribe:

$$\frac{\Delta \mathcal{A}^{PV}}{\mathcal{A}^{PV}} = \frac{1}{p_e \sqrt{\Delta \Omega T \mathcal{L} \mathcal{F}}}, \quad (6.14)$$

donde  $p_e$  representa la polarización del electrón ( $p_e = 1$  implica que el 100 % del haz está polarizado),  $\Delta \Omega$  es el ángulo sólido que cubre el detector,  $T$  es el tiempo de medida y  $\mathcal{L}$  la luminosidad. Las condiciones experimentales que han sido consideradas en este trabajo se indican en el panel inferior de la Fig. 6.18; para más información sobre las mismas el lector puede consultar las Refs. [M<sup>+</sup>94b, JLab]. En el panel inferior de la Fig. 6.18 se muestra el error relativo en la asimetría como función de la energía incidente,  $\varepsilon_i$ , y para



diversos ángulos de dispersión hacia adelante. En el panel superior, se representa  $|Q^2|$  frente a  $\varepsilon_i$  para el mismo conjunto de ángulos de dispersión. Como se observa, el error relativo asociado a las medidas de ángulos pequeños,  $\theta < 7.5^\circ$ , es menor del 2% a 11 GeV, que es la energía prevista en el Hall A y C de las instalaciones del JLab. Obsérvese que para estos ángulos, el valor del cuadrimomento transferido es pequeño ( $|Q^2| < 2 \text{ GeV}^2$ ); de este modo, contribuciones de procesos más allá del régimen elástico, que dificultarían la interpretación de los resultados, están muy reducidas.

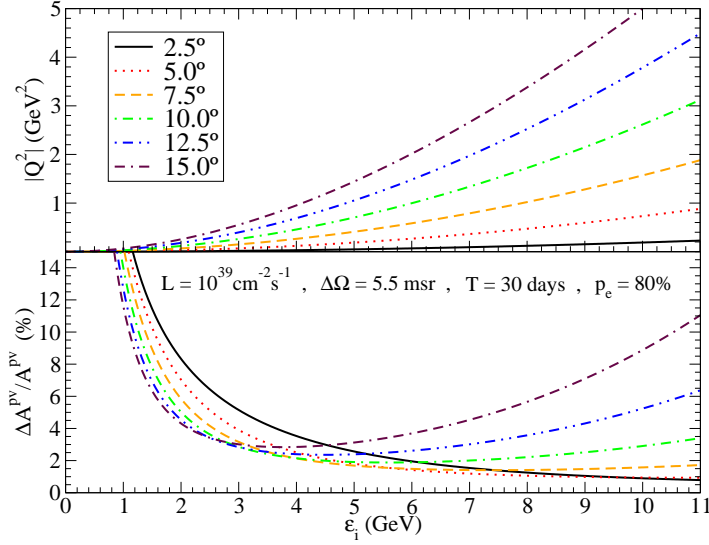


Figura 6.18: En el panel inferior se representa el error relativo  $\Delta\mathcal{A}^{PV}/\mathcal{A}^{PV}$  como función de la energía incidente del electrón,  $\varepsilon_i$ . El panel superior muestra la relación entre el cuadrimomento transferido y  $\varepsilon_i$ . Cada línea corresponde a un ángulo de dispersión (ver leyenda).

# Capítulo 7

## Summary and conclusions

The basic goal of this Part II has been to deepen our knowledge of the hadronic structure with a special focus on the analysis of strangeness and axial-vector content in the electroweak nucleon form factors. With that goal in mind we have presented a systematic study of elastic electron-nucleon scattering including parity violation (PV) in its description, *i.e.*, not only the dominant EM interaction is considered but also the role played by the weak interaction.

Within the general framework of the Electroweak Theory of the Standard Model, we have summarized the general formalism needed in the description of the above-mentioned scattering process. Hadronic response functions and the parity-violating asymmetry or helicity asymmetry (denoted simply as PV asymmetry,  $\mathcal{A}^{PV}$ ) have been evaluated. The latter is defined as the ratio between the difference and the sum of the electron scattering cross sections for positive and negative incoming electron helicities. The helicity asymmetry being different from zero is a clear signature of the presence of the weak interaction, and thus its measurement allows one to gain insight into the electroweak structure of the nucleon. In recent years significant efforts from both the experimental and theoretical points of view have been devoted to this problem. New experiments have been devised and performed for a variety of kinematical situations. Data reported at backward and forward scattering angles are compared in this work with theoretical modelling showing the role played by the various ingredients that enter into the description of the reaction mechanism.

One of the basic ingredients in the PV asymmetry comes from the EM structure of the nucleon. Our present knowledge about the EM nucleon form factors, particularly in the case of the proton, is rather precise through measurements of elastic (parity-conserving) electron-nucleon scattering. These have involved techniques based on the Rosenbluth separation, as well as the use of nucleon polarization measurements. Although a proper description of data is provided by different models, still some ambiguities emerge from

the analysis of different experiments. In particular, the behavior of the nucleon form factors with  $Q^2$  (transferred four-momentum) may differ significantly with the particular prescription considered. In this work we have investigated a wide selection of models for the nucleon's EM structure and have analyzed the impact of these choices on the helicity asymmetry. A precise description of the EM structure of the nucleon is essential for the analysis of the PV asymmetry.

In addition to the purely EM nucleon structure, the effects introduced by the WNC axial-vector form factor have been analyzed at depth. Functional dependencies on  $Q^2$  based on dipole and monopole shapes have been assumed using different values for the axial-vector mass in both cases. The strangeness content in the axial-vector form factor does not introduce significant effects in the PV asymmetry. From our study, when applied to backward-angle kinematics where the axial-vector contribution has its largest impact, the uncertainty in  $\mathcal{A}^{PV}$  linked to the description of the axial-vector form factor is of the order of  $\sim 5\text{--}6\%$  for dipole and  $\sim 10\text{--}11\%$  for monopole descriptions at  $|Q^2| = 1 \text{ GeV}^2$ . This uncertainty has been evaluated assuming the axial-vector mass to span the ranges  $M_A = 1.032\text{--}1.35 \text{ GeV}$  (dipole) and  $\widetilde{M}_A = 0.5\text{--}1 \text{ GeV}$  (monopole). Notice that the above estimation has been made considering the extreme backward scattering angle  $\theta_e = 170^\circ$ ; thus, the uncertainty for any smaller value of the scattering angle will be notably lower.

One of the main objectives in studies of PV electron scattering concerns the role of the strange quark in the electric and magnetic sectors  $\mathcal{A}_E$  and  $\mathcal{A}_M$  which do not involve the axial-vector form factor. Thus, the helicity asymmetry has been evaluated using different approaches to describing the strange form factors  $G_{E,M}^{(s)}(Q^2)$ . The specific strangeness content is given by the static strangeness parameters  $\rho_s$  and  $\mu_s$  in the electric and magnetic sectors, respectively, whereas the specific dependence on  $Q^2$  is taken as dipole (with the vector mass fixed to  $M_V = 0.84 \text{ GeV}$ ) and monopole ( $\widetilde{M}_V = 1.02 \text{ GeV}$ ). The analysis performed includes backward and forward scattering angles spanning the kinematics involved in the experiments.

Backward-angle measurements of  $\mathcal{A}^{PV}$  are meant to isolate the contribution of  $G_M^{(s)}$  (the electric sector is severely reduced there). From our modeling and comparisons with data some significant discrepancies emerge that need further investigation. Although being cautious because of the error bands, the behavior of data versus  $|Q^2|$  presents a positive slope which is larger than the one resulting in the theoretical calculations. This applies to both dipole and monopole functional dependencies for the strange and axial-vector form factors, and shows the difficulty in reproducing all data with a specific value for the static strange parameter  $\mu_s$ . Only  $\mu_s$ -values close to zero overall reproduce the data at different  $Q^2$  (just touching the extreme error bands). However, data at small  $|Q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$  (SAMPLE) agree better with results for positive  $\mu_s$ , whereas for  $|Q^2| = 0.6 \text{ GeV}^2$  (G0) the best agreement emerges for slightly negative  $\mu_s$ . Finally, data measured at  $|Q^2| \sim 0.2$

GeV<sup>2</sup> for G0 ( $\theta_e = 110^\circ$ ) and SAMPLE ( $\theta_e = 145^\circ$ ) also present some difficulties when compared with theory. Whereas the former implies an intermediate value of  $\mu_s$  within the range  $[0, 0.3]$ , the latter is consistent with  $\mu_s \in [-0.3, 0]$ .

Forward scattering kinematics, where a wide selection of data taken at different  $Q^2$  are available, has been also studied in detail in Sect. 6.3. Comparison between theory and data shows in general good accordance concerning the behavior with  $Q^2$ . However, some significant differences which need to be clarified also emerge. In particular, assuming the dipole shape for the strange form factors with a fixed value for the magnetic strangeness parameter  $\mu_s$ , it is difficult to reproduce data taken at forward angles,  $\theta_e < 21^\circ$ , and at  $\theta_e \sim 35.5^\circ$  using a single value for the electric strangeness content  $\rho_s$ . Discussion of the role of  $\rho_s$  and comparison with data follows similar trends to the ones already applied to the dipole description.

A significative difference between the results when assuming a dipole or monopole shape for the strange form factors is that the spread between the curves calculated for different  $\rho_s$  and  $\mu_s$  is much higher for the monopole function. Thus, a variation of these strange parameters ( $\rho_s, \mu_s$ ) has a larger impact in the PVep asymmetry when monopole shape is assumed.

Summarizing, the general discussion presented in previous paragraphs clearly indicates that further studies and investigations are needed before definite conclusions on the strangeness content in the nucleon can be drawn. Not only the specific values of the strangeness content given through the parameters  $\mu_s$  and  $\rho_s$  should be reviewed, but also the specific functional dependence with  $Q^2$  has to be explored in depth. Moreover, the role played by the WNC axial-vector form factor is also crucial in understanding the results for the PV asymmetry and its comparison with data.

Contrary to some previous work [YCTR07, Lhu08, TY07a, TY07b] where the focus was placed on the analysis of specific data taken at fixed  $|Q^2|$ , here our interest has been to provide a general and coherent description of all data measured at different transferred momenta. We also have estimated the amount of uncertainty in  $\mathcal{A}^{PV}$  linked to different descriptions of the electroweak form factors, namely to their strengths and  $Q^2$ -dependencies. Radiative corrections in the electric, magnetic and axial-vector form factors have been also analyzed and their impact on the asymmetry evaluated.

Following these general discussions a global analysis of the asymmetry  $\mathcal{A}^{PV}$  has been performed by presenting the world data constraint on the electric and magnetic strangeness parameters. Ellipses showing the  $1\sigma$  and  $2\sigma$  confidence regions in the  $\rho_s$ - $\mu_s$  plane have been presented in different situations, using GKex and the fit of Bernauer *et al.* for the EM form factors, assuming monopole/dipole functional dependencies for  $G_{E,M}^{(s)}$  and, with and without radiative corrections. From this global analysis consistency of world data with positive values of  $\rho_s$  emerges, although the specific central value

of  $\rho_s$  depends on the particular situation considered. Nevertheless, the  $1\sigma$  confidence ellipses are located in most of the cases in the positive  $\rho_s$ -region (only situations (v) in Fig. 6.12 touch negative  $\rho_s$ -values at the extreme). The  $2\sigma$  confidence level extends the validity of  $\rho_s$  to slightly negative values in all cases. Concerning the magnetic sector, zero strangeness,  $\mu_s = 0$ , is located inside the  $1\sigma$  confidence region in all situations. In fact, only when radiative corrections are neglected (Fig. 6.12) the point of maximum likelihood for  $\mu_s$  clearly becomes positive, although zero strangeness is still contained inside the  $1\sigma$  confidence region. In general, from the analysis of the  $1\sigma$  and  $2\sigma$  confidence ellipses we conclude that the case of no strangeness, *i.e.*,  $\rho_s = \mu_s = 0$ , is excluded by most of the fits, as is the region where the signs are both negative.

In Sect. 6.6 we have discussed the potential impact the variations considered in this work might have on interpretations of the Q-weak experiment. From this study, we conclude that a variation in the parameters of the model consistent with available data ( $1\sigma$  confidence region) may lead to the proton's weak charge determined by  $\sim 5\text{-}6\%$ , *i.e.*,  $\sin^2 \theta_W$  extracted to  $\sim 0.3\%$ . This is similar to the basic objectives pursued by the Q-weak experiment. Notice that these uncertainties have been estimated considering an *extremely optimistic* range for variation of the parameters. Any other *more conservative* range of variation would produce a theoretical uncertainty larger than the experimental one.

Finally, in Sect. 6.7, using the results from the previous analysis, we made an estimation of the neutral effective weak coupling constant ( $C_{1u}, C_{1d}$ ) which is consistent with other related analysis presented in the literature. We have also studied the change of our predictions (confidence ellipses) when the hypothetical Q-weak measurement is included into the analysis. The result is that such a measurement reduce drastically the area of the confidence ellipses ( $\sim 85\%$ ).

To conclude, in Sect. 6.8 we have presented some considerations concerning the likelihood of future high precision PVep experiments, together with discussions of the kinematical conditions under which the precision is expected to be maximum.

# Capítulo 8

## Resumen y conclusiones

El objetivo fundamental de esta Parte II de la tesis ha sido profundizar en el conocimiento actual sobre la estructura hadrónica, centrándonos en el análisis de la contribución del par quark-antiquark  $s\bar{s}$  en la estructura interna del nucleón. Para ello, hemos realizado un análisis sistemático del observable  $\mathcal{A}^{PV}$  obtenido a partir de medidas de dispersión  $p(\vec{e}, e')p$ .

En el contexto de la teoría electrodébil del Modelo Estándar, hemos presentado brevemente el formalismo general necesario para la descripción del proceso de dispersión antes mencionado. Se han calculado las funciones de respuesta hadrónicas y la asimetría de helicidad o asimetría de violación de paridad,  $\mathcal{A}^{PV}$ , que es definida como el cociente entre la diferencia y la suma de las secciones eficaces con helicidad opuesta (del electrón incidente). El hecho de que la asimetría sea distinta de cero es una señal inequívoca de la presencia de la interacción débil en el proceso. Así, su medida puede aportar información sobre la estructura electrodébil del nucleón. En los últimos veinte años se han dedicado importantes esfuerzos y recursos, tanto a nivel teórico como experimental, a este tema de investigación. Nuevos experimentos han sido diseñados y completados en muy diversas situaciones cinemáticas. En este trabajo, se han comparado esos datos experimentales de  $\mathcal{A}^{PV}$  con las predicciones teóricas, poniendo de manifiesto el papel desempeñado por los distintos ingredientes que entran en la descripción del proceso.

Uno de esos ingredientes básicos en la asimetría es la estructura electromagnética. En el caso del protón, gracias a las medidas de dispersión elástica (PE) electrón-nucleón, tenemos un conocimiento bastante preciso de sus factores de forma. Las medidas se basan en técnicas de separación Rosenbluth y en medidas de polarización del nucleón. A pesar de que diversos modelos son capaces de describir razonablemente bien los datos experimentales, todavía existe cierta ambigüedad entre algunos datos procedentes de diferentes experimentos. Especialmente, el comportamiento con  $|Q^2|$  que emerge de los datos para el factor de forma  $G_E^p$  en la región  $|Q^2| > 1 \text{ GeV}^2$ , puede

diferir considerablemente si estos provienen de separación Rosenbluth o de medidas de polarización. En este trabajo hemos investigado una amplia selección de modelos para describir los factores de forma EM del nucleón y hemos estudiado el impacto que la elección particular de uno u otro modelo puede tener en la asimetría de helicidad.

Además de la estructura puramente EM, hemos analizado los efectos introducidos por el factor de forma axial-vector. Se han utilizado las formas dipolar y monopolar para describir la dependencia con  $Q^2$ , usando diferentes valores de la masa axial-vector en cada caso. El contenido de extrañeza en el factor de forma axial-vector ha sido fijado por considerar que su contribución es residual en este tipo de procesos. A partir de nuestro estudio, concluimos que la incertidumbre en  $\mathcal{A}^{PV}$  asociada a la descripción del factor de forma axial-vector, es del orden del  $\sim 5-6\%$  cuando se considera la forma dipolar y  $\sim 10-11\%$  para la monopolar. La evaluación ha sido realizada considerando el siguiente rango para la masa axial-vector:  $M_A = 1.032 - 1.35$  GeV (para la forma dipolar) y  $\widetilde{M}_A = 0.5 - 1$  GeV (para la monopolar). Nótese que esta estimación ha sido realizada en la situación de dispersión hacia atrás, concretamente, se ha utilizado el valor extremo  $\theta_e = 170^\circ$ , para el cual la contribución del sector axial-vector tiende a ser máxima. Por tanto, para cualquier otro valor del ángulo de dispersión (menor que  $170^\circ$ ) la incertidumbre será notablemente menor.

Uno de los principales objetivos en el análisis de procesos de violación de la paridad en dispersión de electrones es el estudio del papel desempeñado por el quark extraño en el sector eléctrico,  $\mathcal{A}_E$ , y magnético,  $\mathcal{A}_M$ , en los cuales no interviene el factor de forma axial-vector. En este sentido, la asimetría de helicidad ha sido evaluada utilizando distintas descripciones de los factores de forma extraños:  $G_{E,M}^{(s)}(Q^2)$ . El contenido de extrañeza viene dado por los parámetros de extrañeza  $\rho_s$  y  $\mu_s$  que entran en el sector eléctrico y magnético respectivamente. La dependencia con  $Q^2$  de los mismos es tomada como dipolar (con masa vector fijada a  $M_V = 0.84$  GeV) y monopolar ( $\widetilde{M}_V = 1.0$  GeV). Se ha analizado tanto la dispersión hacia adelante como hacia atrás, de forma que se cubren todas las posibles situaciones experimentales.

Las medidas de  $\mathcal{A}^{PV}$  en ángulos hacia atrás son usadas para aislar la contribución de  $G_M^{(s)}$ , debido a que la contribución del sector eléctrico es varios órdenes de magnitud menor. De la comparación de nuestro modelo con los datos surgen discrepancias que necesitan seguir siendo investigadas. En general, puede afirmarse que, fijado un valor cualquiera de  $\mu_s$ , resulta difícil reproducir con precisión todos los datos experimentales simultáneamente, independientemente de que se use la forma dipolar o la monopolar para describir la extrañeza. Esto se debe a la diferente pendiente (con  $|Q^2|$ ) que presentan los datos y el modelo. Por ejemplo, datos a  $|Q^2| = 0.1, 0.21$  GeV<sup>2</sup> (SAMPLE y G0, respectivamente) son consistentes con valores positivos de  $\mu_s$ , mientras que datos a  $|Q^2| = 0.6, 0.22$  (G0 y PVA4, respectivamente) se ajustan mejor cuando  $\mu_s$  es negativo.

También ha sido estudiada la cinemática correspondiente a dispersión hacia adelante, para la cual, existe un importante número de medidas experimentales. La comparación entre los datos y la teoría muestra que, en general, el acuerdo es bastante aceptable. Sin embargo, existen algunas diferencias que merecen ser comentadas. Por ejemplo, cuando se hace uso de la forma dipolar para la descripción de los factores de forma extraños y se fija un valor de  $\mu_s$ , es difícil reproducir simultáneamente los datos a  $\theta_e < 21^\circ$  y  $\theta_e \sim 35.5^\circ$  usando un único valor del parámetro de extrañeza eléctrica,  $\rho_s$ . El mismo comentario es aplicable en el caso en que se considere la dependencia monopolar.

Una diferencia importante entre ambas formas funcionales, que es observada tanto en la dispersión en ángulos hacia atrás como hacia adelante, es que la dispersión entre las curvas para los valores extremos de  $\mu_s$  (dispersión hacia atrás) y  $\rho_s$  (dispersión hacia adelante) es mucho mayor en el caso monopolar. Esto implica que cualquier variación en los parámetros de extrañeza ( $\rho_s, \mu_s$ ) tendrá un efecto mayor en la asimetría PV si se usa la forma monopolar. Además, este efecto tiende a acentuarse para valores crecientes de  $|Q^2|$ .

En resumen, la discusión previa indica que son necesarios más estudios, no solo en lo concerniente al valor de  $\mu_s$  y  $\rho_s$  sino también sobre la dependencia con  $Q^2$ , antes de obtener conclusiones definitivas sobre el papel de la extrañeza en el nucleón. Además, para entender los resultados de la asimetría PV y su comparación con los datos, es también importante el papel desempeñado por el factor de forma axial-vector.

Al contrario que en algunos trabajos previos [YCTR07, Lhu08, TY07a, TY07b] en los que el estudio se centraba en el análisis de los datos a un valor fijo de  $|Q^2|$ , en esta memoria proporcionamos una descripción general y consistente de todos los resultados experimentales obtenidos en cinemáticas diversas. Hemos estimado la incertidumbre en la asimetría asociada a la descripción de los factores de forma extraños, explorando tanto las constantes como su dependencia con  $|Q^2|$ . El impacto en la asimetría PV de las correcciones radiativas del sector eléctrico, magnético y axial-vector también ha sido analizado.

Siguiendo esta discusión general, se ha realizado un análisis estadístico global de todos los datos de  $\mathcal{A}^{PV}$  hasta la fecha. Como resultado del mismo hemos mostrado las elipses de confianza  $1\sigma$  y  $2\sigma$  en el plano  $\rho_s$ - $\mu_s$  en distintos casos: usando GKex y el ajuste de Bernauer *et al.* para la descripción de los factores de forma EM, considerando la forma dipolar y monopolar para la dependencia funcional de  $G_{E,M}^{(s)}$  y, por último, despreciando las correcciones radiativas. A partir de este análisis global podemos concluir que, aunque el valor central de  $\rho_s$  depende de la situación que se considere, las elipses  $1\sigma$  están localizadas en la región positiva de  $\rho_s$  (sólo en la situación (v) en la Fig. 6.12 se alcanza la región negativa en los extremos de la elipse). El valor de  $\rho_s$  ligeramente negativo queda contenido en las elipses  $2\sigma$ . Respecto al sector magnético, en todas las situaciones el valor



de extrañeza cero,  $\mu_s = 0$ , está claramente contenido en las elipses  $1\sigma$ . De hecho, tan solo en las situaciones (v) en la Fig. 6.12, donde las correcciones radiativas son omitidas, el valor central de  $\mu_s$  es sensiblemente distinto a cero. En general, del análisis de las regiones  $1\sigma - 2\sigma$ , concluimos que el valor de extrañeza neta cero,  $\rho_s = \mu_s = 0$ , es excluido por todos nuestros ajustes, al igual que valores de extrañeza eléctrica y magnética ambos negativos.

En la sección 6.6 se ha discutido el potencial impacto que las variaciones consideradas en este trabajo podrían tener en la interpretación de los resultados del experimento Q-weak. De nuestro estudio concluimos que una variación en los parámetros de extrañeza, consistente con los datos experimentales (región  $1\sigma$ ), implica una incertidumbre en la extracción de la carga débil del protón de aproximadamente 5-6 %, lo que supone una incertidumbre en  $\sin^2 \theta_W$  de  $\sim 0.3$  %. Estos números son similares a los perseguidos por el experimento Q-weak. Hacemos notar que estas incertidumbres han sido estimadas considerando un rango de variación en los parámetros *extremadamente optimista*. Por ello, cualquier rango de variación *más conservador*, conllevaría una incertidumbre teórica mayor que la experimental.

Finalmente, en la sección 6.7, utilizando los resultados de los análisis previos, proporcionamos una estimación de las constantes de acoplamiento efectivas de la corriente electrodébil neutra ( $C_{1u}$ ,  $C_{1d}$ ) que es consistente con otros análisis que pueden encontrarse en la literatura. También hemos estudiado cómo se modifican nuestras estimaciones (elipses de confianza) cuando incorporamos en el análisis una medida de la asimetría PV con la cinemática y precisión de Q-weak. La conclusión es que tal medida experimental reduciría las elipses de confianza en el plano  $C_{1u} + C_{1d}$  vs  $C_{1u} - C_{1d}$  en un 85 %.

Para concluir y por completitud, en la sección 6.8 hemos presentado algunas consideraciones relativas a la viabilidad de futuros experimentos de alta precisión sobre medidas de asimetría de violación de paridad. Asimismo, hemos analizado las condiciones cinemáticas en las cuales la precisión de tales medidas sería máxima.

## Parte III

# Dispersión cuasielástica electrón-núcleo



# Capítulo 9

## Introduction

The electroweak structure of the nucleon, as it was already discussed in sect. 5.2, can be parameterized in terms of nine form factors, three for each flavor ( $u, d, s$ ) corresponding to the electric (E), magnetic (M) and axial-vector (A) sectors. The sole use of PV electron-proton asymmetry measurements (PVep asymmetry studied in Part II of this thesis) does not allow us to extract the nine form factors of the nucleon. On the contrary, the combination of PC cross section and PV asymmetries in elastic and quasielastic electron scattering processes, in addition to measurements of different observables from neutrino scattering and beta decay, constitutes the general framework in which the determination of the form factors of the nucleon should be accomplished.

Parity violating electron scattering is a powerful tool to study the weak neutral current and it can provide useful information on the strange matrix elements ( $\bar{s}\gamma_\mu s$  and  $\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s$ ) in nucleons and nuclei. Strange form factors contain new information (additional to the EM one) on the nucleon structure, and provide also strong constraints to any microscopic model aiming to describe the nucleonic structure starting from Quantum Chromodynamics (QCD).

We proved in Part II that the PVep asymmetry is an excellent observable in order to determine the vector strange form factors of the nucleon. However, this requires to have a good knowledge on the remaining ingredients that enter in the description of the asymmetry; in particular, the EM and axial-vector form factors and the neutral effective weak coupling constant (that includes radiative corrections). With regards to the EM form factors, see discussion in Sect. 5.1, their general structure and behavior are well described. In the case of the axial-vector form factor, most of the information we have comes from the analysis of neutrino scattering experiments and beta decays measurements. Although some discussion has recently emerged on the value of the axial-vector mass due to the data taken by the MiniBooNE collaboration [AA<sup>+</sup>10, A<sup>+</sup>10a] (see also [GJ<sup>+</sup>13a, M<sup>+</sup>13] and refs. therein), the *standard* parameterization of the axial-vector form factor is still

accepted by the majority of the scientific community. However, a serious problem not solved yet concerns the treatment of radiative corrections. Authors in [MH90, HP93] claim that radiative corrections are very small for processes where only the weak coupling takes place. Hence, the description of the axial-vector form factor at tree level (5.56) is expected to be a very good approximation in reactions that involve neutrinos/antineutrinos as probes. On the contrary, radiative corrections in the axial-vector sector for parity violating electron scattering are very important (by contrast to the pure vector current). Indeed, uncertainties in  $R_A^{T=1}$ ,  $R_A^{T=0}$  and  $R_A^{(0)}$  are similar or larger than 100 % (see table 5.2). This is one of the main sources of error to the determination of the strange magnetic form factor through the analysis of PVep asymmetry data. The strong correlation between  $\mu_s$  and  $\rho_s$  leads the previous uncertainties to be propagated also to the strange electric form factor. The main contribution in the axial-vector form factor comes from the isovector ( $T = 1$ ) channel; therefore, the evaluation and knowledge of  $R_A^{T=1}$  is of great importance in order to interpret correctly the PV asymmetry. Nowadays it constitutes one of the main challenges both experimentally and theoretically to the scientific community.

Part III of this thesis is focused on the study of exclusive and inclusive parity violating electron-nucleus scattering processes. We restrict ourselves to the quasielastic (QE) regime that corresponds to the electron being scattered from a single nucleon that is lately ejected from the target nucleus. We start with the analysis of the exclusive process,  $A(\vec{e}, e'N)B$ ; here the struck nucleon and the scattered electron are detected in coincidence. As described in Sect. 12.3.2, the description of final state interactions between the ejected nucleon and the residual nucleus leads to the appearance of the so-called fifth EM response function  $R^{TL'}$ . This response depends on the helicity of the incident electron and, consequently, its contribution to the numerator that enters in the PV asymmetry is different from zero. This result is of great importance because it might lead the exclusive PVQE asymmetry to be irrelevant in order to get information on the weak interference responses. Note that the EM contributions are in general several orders of magnitude larger than the interference ones. However, there are some particular kinematics for which the above arguments do not work. Hence we present in this PhD thesis a general analysis of the exclusive responses (Chapter 12). This study provides useful information on the uncertainties linked to the treatment of the off-shell vertex and on the discrepancies associated to the use of different nuclear models.

The main goal of this Part III is the analysis of the inclusive process  $A(\vec{e}, e')B$  (Chapter 13). In this case only the scattered lepton is detected, and we build the inclusive observables by integrating the exclusive ones over the nucleon variables and adding up on nucleons (protons and neutrons) from the different shells (<sup>1</sup>). Specifically, the integration

---

<sup>1</sup>Note that this procedure is an approximation because the inclusive process may have contributions beyond the QE regime assumed in the treatment of the exclusive reaction. However, building up the

over the azimuthal angle cancels out the contribution from several responses, including the fifth EM one,  $R^{TL'}$ . The helicity asymmetry corresponding to the inclusive process (we denote it as PVQE asymmetry or  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$ ) is a very useful tool to study the neutral weak interaction. For some specific kinematical conditions, that are analyzed in Sect. 13.4, the PVQE asymmetry helps in determining  $R_A^{T=1}$ . This aspect of the problem was already suggested in some previous works [D<sup>+</sup>92, MD92, M<sup>+</sup>94b]. Unlike the elastic electron-nucleon scattering reaction considered in Part II, the quasielastic process involves nuclei as targets. Hence, some important questions arise:

- Do the current nuclear models reproduce PC processes with enough precision to be used for PV processes?
- Which channels beyond the impulse approximation (IA) contribute to the PVQE asymmetry?
- How important the modification of the nucleon form factors due to the nuclear medium and to the off-shell character is?
- What the role in the PV asymmetry due to the Coulomb distortion of the electron wave functions is?

Regarding the first question, the relativistic model considered in this work (relativistic mean field, RMF) has been widely and successfully tested in several previous works [Cab06, M<sup>+</sup>09]. Within this model final state interactions (FSI) between the ejected nucleon and the residual nucleus are incorporated using the same mean field employed in describing the wave functions of the bound nucleons. Particular mention should be drawn to the phenomenon of scaling and the excellent description of the experimental data [Cab06] provided by the model. Contrary to most non-relativistic models, the RMF is capable to describe not only the magnitude of the experimental scaling function but also its asymmetry with a long tail extended to large values of the transferred energy. On the other hand, the PVQE asymmetry, being built as a ratio of cross sections, is expected to be only mildly modified due to the uncertainties linked to the nuclear models.

With regards to the second question, several authors (see refs. [A<sup>+</sup>02a, A<sup>+</sup>93, BPD94]) have shown that effects connected to two body currents are small in the transverse interference responses; however, the situation is clearly different in the longitudinal channel. Effects beyond the IA can be very significant in the description of the longitudinal responses (this aspect of the problem is briefly addressed in Sect. 13.7). This result would make it difficult to get information on the nucleonic structure from PVQE asymmetry data taken at forward scattering angles (where the longitudinal response is

---

inclusive responses from an incoherent sum of the exclusive ones works in a reasonable way within the quasielastic domain considered in this thesis.

non negligible). On the contrary, at backward angles the longitudinal contribution is tiny (see Sec. 13.1.1), and therefore, effects beyond the IA lead to very mild changes in the PVQE asymmetry.

The potential modification of the form factors of the nucleon due to the nuclear medium has been studied in some previous works considering different theoretical approaches: the quark-meson coupling model (QMC) [L<sup>+</sup>98, L<sup>+</sup>99] and the light-front constituent quark model [FJM96]. Both models provide expressions for the EM form factors that depend on the nuclear density. In refs. [M<sup>+</sup>04b, S<sup>+</sup>03, Mar04] results for polarization observables corresponding to the exclusive process  $A(\vec{e}, e'\vec{p})B$  were computed using the form factor prescription given by QMC. These results do not differ significantly from those computed using the *free* prescription of the form factors. Therefore, the question concerning the role of the nuclear medium in the nucleon form factors remains still open. This outcome follows from: (i) the error bars in the experimental data are too large and, (ii) the uncertainties linked to the particular election of the current operator, i.e., CC1 *vs* CC2, are, in general, larger than the effects associated to the form factors. In this thesis all results are computed using the free prescription for the nucleon form factors.

On the other hand, concerning the strange form factors, Horowitz and Piekarewicz pointed out in ref. [HP93] that the strangeness content in the nucleon is expected to increase in a significant way with the nuclear density. Nevertheless, these results have not been confirmed neither a realistic modelling of such effects has been developed yet. Consequently, in this PhD thesis we assume the strange matrix elements in the nucleon not to depend on the nuclear density.

In Sect. 11.4 the treatment and approximations used to deal with the off-shell vertex (see also discussion in Chapter 12) are presented. As it was mentioned in Sect. 5.1, the description of the off-shell nucleonic structure is very hard; not only new independent dynamical variables should be considered but also additional form factors are needed. A more detailed revision on this issue can be found in [CDP93, MCD02a, NK87, TT90].

Finally, we briefly address the question of the Coulomb distortion of electrons. This aspect of the problem has been analyzed in previous works using non relativistic approaches [GP87, S<sup>+</sup>93b] as well as a fully relativistic description [Udi93, USM<sup>+</sup>93]. The incorporation of Coulomb effects introduces important complications in the treatment of the scattering process. Not only the required computational time explodes but also the clear separation between the leptonic and hadronic tensors with the subsequent appearance of the response functions does not work any more. On the other hand, the heavier the target is (and/or the lower the energy of the incident electrons are), the larger the effects introduced by the Coulomb distortion are. In this thesis we restrict our study to relatively light nuclei:  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  (and  $^{40}\text{Ca}$  in a few cases), and high

energies (<sup>2</sup>). Therefore, all results in this work have been computed within the plane wave Born approximation (PWBA), i.e., a single virtual exchanged boson is responsible for the electron-nucleon interaction and the wave functions of incident and scattered electrons are described as Dirac plane waves.

To conclude, we summarize in what follows how this Part III is organized. In Chapter 11 we introduce the general formalism needed to evaluate exclusive and inclusive cross sections for parity violating quasielastic electron-nucleus scattering. We start by describing the kinematics and the calculation of the differential cross section for the exclusive process in Sects. 11.1 and 11.2. This study is later extended to the inclusive case in Sect. 11.3. Then we present the models and approximations employed to the description of the nuclear vertex (Sect. 11.4). Special emphasis is placed on the general formalism involved in the relativistic plane wave impulse approximation (see Sect. 11.5). Chapters 12 and 13 present the analysis of the exclusive and inclusive results, respectively. The effects in the exclusive interference responses due to the use of different prescriptions for the nuclear current and the treatment of FSI are analyzed in Sects. 12.1 and 12.2, respectively. In Sect. 12.3 we study the helicity asymmetry linked to the exclusive process. Regarding the inclusive process, in Sect. 13.1 we present a detailed analysis of the helicity asymmetry and the EM and interference inclusive responses. Likewise, we study the impact on the asymmetry and interference responses due to FSI and relativistic dynamical effects in 13.2, off-shell effects in 13.3 and the particular description of the form factors of the nucleon in 13.4. The interference and EM scaling functions are presented in Sect. 13.5. In Sect. 13.6 we investigate the helicity asymmetry evaluated at the specific kinematics of the experiment [H<sup>+</sup>89]. The role that meson exchange currents could play in the helicity asymmetry is commented in Sect. 13.7. Finally, a brief summary and our main conclusions are presented in Chapter 14.

---

<sup>2</sup>In [U<sup>+</sup>01] is found that the difference between the exclusive cross section with and without Coulomb distortion is lower than 1.5 % for <sup>16</sup>O at energies around 350 – 400 MeV for the incident electron.





# Capítulo 10

## Introducción

La estructura electrodébil del nucleón, como hemos visto en la sección 5.2, puede ser parametrizada en término de nueve factores de forma, tres por cada sabor ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ) correspondientes a los tres sectores: eléctrico (E), magnético (M) y axial-vector (A). El uso exclusivo de medidas de violación de paridad en dispersión elástica e-p, a cuyo estudio hemos dedicado la Parte II de esta memoria, no permite completar la extracción de los nueve factores de forma que describen el nucleón. Por el contrario, el uso combinado de secciones eficaces PC y asimetrías PV en dispersión elástica y cuasielástica de electrones, junto con medidas de diversos observables en dispersión de neutrinos y decaimientos beta, constituye el marco general de trabajo para la determinación de los factores de forma.

La violación de paridad en dispersión de electrones es una herramienta eficaz para el estudio de la corriente débil neutra y puede proporcionar información sobre los elementos de matriz relacionados con el quark extraño en nucleones y núcleos. Los factores de forma extraños, tanto los asociados a la corriente vector (eléctrico y magnético) como a la corriente axial-vector, contienen información nueva (adicional a la EM) sobre la estructura del nucleón, y pueden ayudar a guiar e imponer límites a los modelos microscópicos que pretenden describir la estructura nucleónica a partir de la QCD.

En la parte II de esta memoria comprobamos que la asimetría PVep es un excelente observable para el estudio y determinación de los factores de forma extraños asociados a la corriente vector. No obstante, esto implica poseer un buen conocimiento sobre el resto de ingredientes que entran en juego en el proceso, especialmente los factores de forma EM, el factor de forma axial-vector y las constantes de acoplamiento efectivas (que incluyen las correcciones radiativas). Respecto a los factores de forma EM, como ya se discutió en la sección 5.1, podemos considerar que están razonablemente bien determinados. En lo concerniente al factor de forma axial-vector, la información que tenemos proviene fundamentalmente de experimentos de dispersión de neutrinos y decaimientos beta. Si exceptuamos la reciente discusión que ha surgido sobre el valor

de la masa axial a raíz de la serie de experimentos realizados por la colaboración MiniBooNE [AA<sup>+</sup>10, A<sup>+</sup>10a] (ver también [GJ<sup>+</sup>13a, M<sup>+</sup>13] y referencias allí citadas), puede afirmarse que la parametrización *estándar* del factor de forma axial es aceptada por una amplia mayoría de la comunidad científica. El problema reside, no obstante, en las correcciones radiativas. Como se argumenta en las Refs. [MH90, HP93], para los procesos en los que únicamente se producen acoplamientos asociados a la interacción débil (aquéllos en los que intervienen neutrinos) las correcciones radiativas son muy pequeñas y, por tanto, la descripción a primer orden, i.e., “*tree-level*”, del factor de forma axial-vector (5.56) resulta razonable. Por el contrario, en el proceso de dispersión de electrones con violación de paridad, las correcciones radiativas en el sector axial-vector, a diferencia de lo que ocurre en la corriente vector, son muy importantes. De hecho, las incertidumbres de los términos  $R_A^{T=1}$ ,  $R_A^{T=0}$  y  $R_A^{(0)}$  son superiores o similares al 100 % en los tres casos (ver tabla 5.2). Estas incertidumbres son una de las principales fuentes de error en la determinación del factor de forma magnético extraño a través del análisis de los datos de la asimetría PVep y, por consiguiente, también en el factor de forma eléctrico extraño debido a la correlación existente entre  $\mu_s$  y  $\rho_s$ . Al ser la contribución isovector dominante en el factor de forma axial-vector, la determinación del término  $R_A^{T=1}$  es de gran importancia para la interpretación de la asimetría PV y constituye en la actualidad un reto tanto a nivel teórico como experimental.

Esta Parte III de la memoria está centrada en el estudio del proceso exclusivo e inclusivo de dispersión cuasielástica de electrones por núcleos con violación de paridad. El régimen cuasielástico es aquel en el cual el electrón es dispersado básicamente por un único nucleón que es arrancado del núcleo blanco. La memoria comienza con el análisis del proceso exclusivo,  $A(\vec{e}, e'N)B$ , en el que se detectan en coincidencia el electrón dispersado y el nucleón emitido. Como se expone en el apartado 12.3.2, cuando se incorpora la interacción de estados finales en la descripción del proceso de dispersión, en la sección eficaz diferencial (SED) aparece la denominada quinta respuesta EM,  $R^{TL}$ . Esta respuesta va ligada a la helicidad del electrón incidente y, por tanto, da una contribución no nula al numerador de la asimetría de helicidad, haciendo inviable el uso de este observable para extraer información sobre las respuestas de interferencia electrodébiles (la contribución de las mismas puede resultar varios órdenes de magnitud menor que la correspondiente a las respuestas EM). No obstante, a pesar del argumento previo, hemos considerado interesante mostrar en esta memoria un análisis de las respuestas exclusivas (capítulo 12). Ello nos va a permitir extraer información útil sobre las incertidumbres derivadas del tratamiento del vértice “*off-shell*” y sobre las diferencias asociadas a los distintos modelos nucleares considerados en este estudio.

El objetivo fundamental de esta parte del trabajo es el análisis del proceso inclusivo:  $A(\vec{e}, e')B$  (capítulo 13). En este caso, únicamente el leptón dispersado es detectado; por

consiguiente, los observables inclusivos pueden obtenerse a partir de los correspondientes resultados exclusivos integrando en todas las variables del nucleón saliente y sumando sobre todos los nucleones (protones y neutrones) de las capas relevantes en cada núcleo blanco. En concreto, la integración en el ángulo acimutal cancela la contribución de varias respuestas nucleares, incluyendo la quinta respuesta EM. La asimetría de helicidad asociada al proceso inclusivo (la denotaremos como asimetría PVQE o  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$ ) constituye una herramienta útil para el estudio de la interacción débil neutra. Específicamente, en determinadas condiciones cinemáticas que serán estudiadas en el apartado 13.4, la asimetría  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  puede servir para la determinación de  $R_A^{T=1}$ . Este aspecto del problema ha sido sugerido en varios trabajos previos [D<sup>+</sup>92, MD92, M<sup>+</sup>94b].

Al contrario del caso de dispersión elástica electrón-nucleón considerado en la parte II, el proceso cuasielástico implica la consideración de un núcleo complejo como blanco de la reacción. En dicha situación surgen los siguientes interrogantes:

- ¿Es suficiente la precisión con la que los modelos nucleares actuales describen los procesos PC para que éstos sean utilizados en la descripción de procesos PV? Recuérdese que estos últimos requieren mucha mayor precisión por ser varios órdenes de magnitud menor.
- ¿Qué canales más allá de la aproximación de impulso contribuyen a la asimetría PVQE (en la región del pico cuasielástico)?
- ¿En qué medida son modificados los factores de forma del nucleón debido a la presencia del medio nuclear y al carácter “*off-shell*” de los nucleones?
- ¿Es importante la distorsión coulombiana del electrón incidente y dispersado en la descripción del observable de asimetría?

En relación a la primera cuestión, la fiabilidad del modelo relativista considerado en este trabajo, el modelo relativista de campo medio (*Relativistic Mean Field*  $\equiv$  RMF), en el cual se incluye también la descripción de la interacción entre el nucleón emitido y el sistema residual a través del uso del mismo campo medio empleado para describir las funciones de onda de los nucleones en sus estados ligados, ha sido ampliamente confirmada en varios trabajos previos [Cab06, M<sup>+</sup>09]. En este sentido, debe hacerse mención especial al fenómeno de “*scaling*” y la descripción consiguiente de la *función de scaling* experimental [Cab06]. El modelo RMF, al contrario de la mayoría de modelos basados en una descripción no relativista, proporciona una descripción razonable de dicha función no sólo en su magnitud sino también en la forma específica que presenta con una asimetría considerable en la región de energías transferidas altas. Por otra parte, es de esperar que en la asimetría de helicidad PVQE, al venir dada como un cociente de secciones

eficaces, se reduzcan considerablemente las incertidumbres sistemáticas derivadas del modelo.

En referencia a la segunda cuestión, varios autores (véanse refs. [A<sup>+</sup>02a, A<sup>+</sup>93, BPD94]) han mostrado que los efectos asociados a corrientes a dos cuerpos son pequeños en las respuestas transversales de interferencia; sin embargo, la situación es distinta en la respuesta longitudinal de interferencia en la cual las incertidumbres asociadas a efectos más allá de la aproximación de impulso pueden ser muy importantes (en el apartado 13.7 analizamos con más detalle este aspecto del problema). Este resultado haría difícil extraer información sobre la estructura nucleónica a partir de medidas de la asimetría PVQE en dispersión hacia adelante (donde la respuesta longitudinal tiene una contribución no despreciable). Por el contrario, en el caso de dispersión hacia atrás la contribución longitudinal es despreciable (ver apartado 13.1.1), y por consiguiente, la asimetría PVQE se ve muy poco alterada por efectos más allá de la aproximación de impulso.

La posible modificación de los factores de forma del nucleón debido a la presencia del medio nuclear ha sido considerada en trabajos previos desarrollando diversos modelos teóricos, tales como el denominado modelo de acoplamiento quark-mesón (*quark-meson coupling model*  $\equiv$  QMC) [L<sup>+</sup>98, L<sup>+</sup>99] o el modelo constituyente de quarks del frente de luz (*light-front constituent quark model*) [FJM96]. Ambos modelos proporcionan expresiones para los factores de forma EM dependientes de la densidad nuclear que han sido usados en el contexto de procesos de dispersión de electrones por núcleos. En las refs. [M<sup>+</sup>04b, S<sup>+</sup>03, Mar04] se presentan resultados de observables de polarización en procesos exclusivos  $A(\vec{e}, e'\vec{N})B$  usando la prescripción de los factores de forma dada por QMC. Los resultados obtenidos no difieren significativamente de los correspondientes a la prescripción *libre* de los factores de forma. Por consiguiente, el análisis de los datos experimentales no resulta suficientemente concluyente. Ello es debido principalmente a dos motivos: (i) las barras de error en los datos experimentales son excesivamente grandes y (ii) las incertidumbres derivadas de la elección del operador de corriente (CC1 *vs* CC2) son, en general, mayores que los efectos asociados a los factores de forma. En esta memoria, todos los resultados que se muestran corresponden a la prescripción libre de los factores de forma nucleónicos.

Por otro lado, en lo concerniente a los factores de forma extraños, Horowitz y Piekarewicz señalan en la ref. [HP93] que es muy probable que el contenido de extrañeza aumente con la densidad nuclear. En dicho caso, los factores de forma extraños resultarían apreciablemente distintos para nucleones libres y nucleones en el medio nuclear. No obstante, estos resultados no han sido confirmados, ni existe aún ninguna modelización “*realista*” de dichos efectos. Por consiguiente, al igual que en el caso de los factores de forma electromagnéticos, en este trabajo supondremos que los elementos de matriz correspondientes al posible contenido de extrañeza del nucleón no presentan dependencia

explícita con la densidad del medio nuclear.

El tratamiento del vértice *off-shell* que empleamos en este trabajo es analizado en detalle en la sección 11.4 (véase también discusión de resultados en el capítulo 12). Como ya se comentó en la sección 5.1, la descripción de la estructura nucleónica *off-shell* es muy complicada debido a la aparición de nuevas variables dinámicas independientes y a la necesidad de introducir factores de forma adicionales. Para una revisión más detallada sobre este tema, el lector puede consultar las refs. [CDP93, MCD02a, NK87, TT90].

Para finalizar, realicemos un breve comentario sobre la distorsión coulombiana de los electrones. Este aspecto del problema ha sido tratado en diversos trabajos previos, tanto haciendo uso de aproximaciones no relativistas [GP87, S<sup>+</sup>93b] como de una descripción completamente relativista [Udí93, USM<sup>+</sup>93]. La incorporación de los efectos coulombianos introduce una complicación enorme en el análisis del proceso. No sólo el tiempo de cálculo aumenta de modo considerable, sino que el propio estudio del proceso con la separación de las distintas funciones nucleares de respuesta resulta inviable. Por otra parte, los efectos de la distorsión coulombiana son tanto mayores cuanto más pesado es el núcleo blanco o menos energéticos los electrones. En esta memoria nos limitaremos al estudio de núcleos relativamente ligeros:  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  (con alguna referencia al  $^{40}\text{Ca}$ ), y energías relativamente altas <sup>(1)</sup>. Por consiguiente, todos los resultados mostrados en este trabajo corresponden a la denominada aproximación de Born de ondas planas (PWBA), es decir, el mecanismo de reacción se describe a través del intercambio de un único bosón y las funciones de onda de los electrones incidentes y dispersados vienen dadas como soluciones de la ecuación de Dirac libre.

Para finalizar esta introducción, resumimos brevemente la organización de esta Parte III de la tesis. En el capítulo 11 resumimos todo el formalismo relacionado con el cálculo de la sección eficaz exclusiva e inclusiva para el proceso de dispersión cuasielástica de electrones con violación de paridad. Comenzamos describiendo la cinemática y el cálculo de la SED del proceso exclusivo en las secciones 11.1 y 11.2. El formalismo desarrollado en las dos secciones previas se aplica al caso inclusivo en la sección 11.3. A continuación presentamos los modelos y aproximaciones utilizadas para la descripción del vértice nuclear (sección 11.4) y, por último, en la sección 11.5 desarrollamos con detalle el formalismo matemático del modelo RPWIA. Los capítulos 12 y 13 se dedican al análisis de los resultados exclusivos e inclusivos, respectivamente. Las respuestas exclusivas de interferencia son analizadas en las secciones 12.1 y 12.2 donde se estudian los efectos en las mismas debido al uso de distintas prescripciones de la corriente nuclear y al tratamiento

---

<sup>1</sup>En [U<sup>+</sup>01] se encontró que la diferencia observada en la sección eficaz exclusiva cuando se compara el resultado sin incluir la corrección coulombiana e incluyéndola (tanto en la función de onda inicial como en la final del electrón) es inferior al 1.5 % para el  $^{16}\text{O}$  a energías del haz incidente en torno a 350 – 400 MeV.

de la interacción de estados finales (FSI). En la sección 12.3 estudiamos la asimetría de helicidad asociada al proceso exclusivo. En lo relativo a los resultados inclusivos, en la sección 13.1 presentamos un análisis detallado de la asimetría de helicidad y las respuestas inclusivas. Asimismo, estudiamos el impacto en los mismos debido a la FSI, a los efectos relativistas dinámicos 13.2 y a los efectos *off-shell* 13.3. La influencia en la asimetría y las respuestas de interferencia de la descripción nucleónica es analizada en la sección 13.4. Las funciones de *scaling* de interferencia son presentadas, junto con las funciones de *scaling* EM, en la sección 13.5. En la sección 13.6 estudiamos la asimetría de helicidad inclusiva en la cinemática específica del experimento [H<sup>+</sup>89]. Los posibles efectos de las corrientes de intercambio de mesones (MEC) sobre la asimetría de helicidad son comentados brevemente en la sección 13.7. Finalmente, presentamos un breve resumen de esta Parte III de la tesis y exponemos nuestras principales conclusiones en el capítulo 15.

# Capítulo 11

## Sección eficaz diferencial del proceso cuasielástico

En el proceso exclusivo,  $A(e, e'N)B$ , el electrón y el nucleón dispersados son detectados en coincidencia; por el contrario, en el inclusivo,  $A(e, e')B$ , únicamente se detecta el electrón final. En la sección 11.1 describimos la cinemática del proceso exclusivo; la sección eficaz diferencial exclusiva y su descomposición en funciones de respuesta se describe en la sección 11.2. A partir de los resultados exclusivos, el procedimiento para obtener las respuestas inclusivas consiste en integrar en las variables del nucleón saliente y sumar sobre todas las capas de protones y neutrones relevantes en el proceso de dispersión. En la sección 11.3 desarrollamos el procedimiento para obtener la sección eficaz de dispersión (SED) y las respuestas inclusivas. Asimismo, se describen brevemente los aspectos relativos a la cinemática inclusiva. Por último, realizamos una descripción detallada del proceso de dispersión en la denominada aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA). Aunque esta aproximación constituye una simplificación considerable en el análisis del proceso, permite obtener expresiones analíticas que facilitan el estudio. Además, en el caso de ciertos observables, como es la asimetría de helicidad, los resultados obtenidos en RPWIA no difieren significativamente de los correspondientes a procedimientos más elaborados (también presentados en esta memoria). Esto nos permite extraer más fácilmente los aspectos físicos esenciales involucrados en dichos observables.

### 11.1. Cinemática del proceso exclusivo

Consideremos el proceso de dispersión cuasielástico:  $A(e, e'N)B$ , descrito en la aproximación de Born. En este caso, el electrón incidente (con cuadrimomento  $K_i^\mu = (\varepsilon_i, \mathbf{k}_i)$ ) interactúa mediante el intercambio de un bosón (cuadrimomento  $Q^\mu = (\omega, \mathbf{q})$ )



con el núcleo blanco que se considera en reposo en el sistema laboratorio ( $P_A^\mu = (M_A, \mathbf{0})$ ). Tras el proceso de interacción, el electrón dispersado viene caracterizado por el cuadrimomento:  $K_f^\mu = (\varepsilon_f, \mathbf{k}_f)$ , el nucleón emitido por  $P_N^\mu = (E_N, \mathbf{p}_N)$  y el sistema nuclear residual por  $P_B^\mu = (E_B, \mathbf{p}_B)$ . Este proceso se representa de forma esquemática en la figura 11.1.

Del principio de conservación de energía-momento en los vértices leptónico y hadrónico se obtienen las siguientes relaciones:

#### Vértice leptónico:

- Conservación de la energía:  $\omega = \varepsilon_i - \varepsilon_f$ .
- Conservación del momento:  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f \Rightarrow q^2 = \varepsilon_i^2 + \varepsilon_f^2 - 2\varepsilon_i\varepsilon_f \cos \theta_e$  <sup>(1)</sup>.

#### Vértice hadrónico:

- Conservación de la energía:  $\omega + M_A = E_B + E_N$ .
- Conservación del momento:  $\mathbf{p}_N = \mathbf{p}_B + \mathbf{q} \Rightarrow p_B^2 = p_N^2 + q^2 - 2p_N q \cos \theta_N$ .

Nótese que se tienen doce variables, las once que aparecen en las ecuaciones anteriores:  $\varepsilon_i$ ,  $\varepsilon_f$ ,  $q$ ,  $\omega$ ,  $\theta_e$ ,  $M_A$ ,  $E_B$ ,  $E_N$ ,  $p_B$ ,  $p_N$ ,  $\theta_N$ ; y el ángulo acimutal  $\phi$ . Por otra parte, considerando al nucleón dispersado como libre (asintóticamente),  $E_N^2 = p_N^2 + M_N^2$ , y suponiendo conocidas las masas  $M_A$  y  $M_N$ , el número de variables independientes (teniendo en cuenta las cuatro ecuaciones previas) que permite caracterizar completamente el proceso de dispersión se reduce a seis.

En el estudio presentado en esta memoria consideramos el sistema residual ( $P_B^\mu$ ) como un estado ligado y, por tanto, se verifica la relación energía momento:  $E_B^2 = M_B^2 + p_B^2$ . La posibilidad de que el núcleo final pueda hallarse en un estado distinto del fundamental (estado excitado) se tiene en cuenta introduciendo la denominada energía desaparecida,  $E_m$ , que se define en la forma:

$$E_m = M_B + M_N - M_A \approx \epsilon_B^* + M_B^0 + M_N - M_A, \quad (11.1)$$

donde  $M_B^0$  representa la masa del núcleo residual en reposo y en su estado fundamental, y  $M_B$  la masa del sistema excitado, que incluye la energía de excitación interna,  $\epsilon_B^*$  <sup>(2)</sup>. Así,  $E_m$  puede entenderse como la parte de la energía transferida ( $\omega$ ) que se transforma en energía interna del núcleo residual. Por otra parte, es habitual introducir la energía de separación,  $E_S$ , definida como la mínima energía necesaria para separar un nucleón del núcleo blanco, quedando éste en reposo y en su estado fundamental, es decir,

<sup>1</sup>Nótese que estamos trabajando en la aproximación ultrarrelativista para los electrones:  $k_e \approx \epsilon_e$

<sup>2</sup>En la última igualdad de (11.1) se ha tenido en cuenta que el momento del núcleo residual es pequeño comparado con su masa en reposo, es decir,  $\epsilon_B^* = E_B - E_B^0 \approx M_B - M_B^0$ .

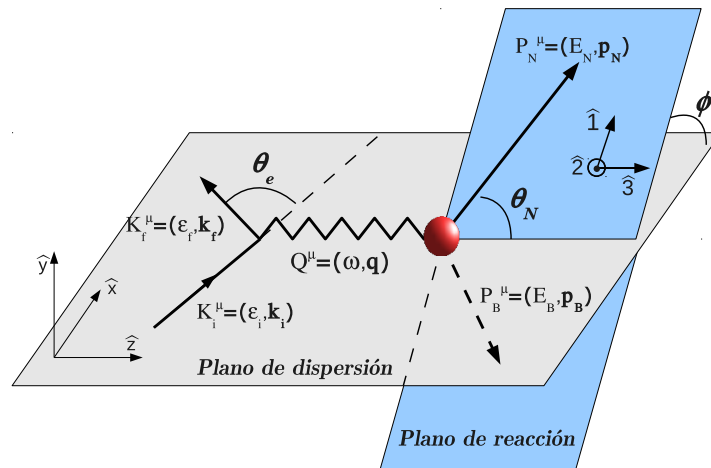


Figura 11.1: Esquema del proceso de dispersión  $A(e, e'N)B$ . Se definen los dos sistemas de referencia que se usarán en este trabajo: sistema  $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$ , que define el plano de dispersión, y el sistema de referencia hadrónico  $\{\hat{1}, \hat{2}, \hat{3}\}$ , que define el plano de reacción. Además, se han introducido los cuadvectores que intervienen en el proceso y las variables angulares.

$E_S = M_B^0 + M_N - M_A$ . Obsérvese que la relación entre ambas magnitudes, energía desaparecida y energía de separación, es simplemente:  $E_m \approx E_S + \epsilon_B^*$ . En el contexto de un modelo de capas, el valor de  $E_m$  depende del nivel específico en el que se halla el nucleón que se extrae del núcleo. En nuestros cálculos dichas energías son valores fijos definidos para cada capa en cada uno de los núcleos blancos considerados [Ud93, Ud12]. Se define el momento desaparecido,  $\mathbf{p}_m$ , como:

$$\mathbf{p}_m = \mathbf{p}_A - \mathbf{p}_B = \mathbf{p}_N - \mathbf{q}. \quad (11.2)$$

En el sistema de referencia laboratorio se tiene que  $\mathbf{p}_A = 0$  y, por tanto,  $\mathbf{p}_m = -\mathbf{p}_B$ .

Es habitual representar las respuestas y/o secciones eficaces exclusivas en función del momento desaparecido, debido a que en la aproximación de impulso de ondas planas (véase sección 11.5), dicho momento se corresponde con el momento del nucleón dentro del núcleo. De este modo, la representación de los observables en función de  $\mathbf{p}_m$  proporciona información precisa que puede relacionarse directamente con la distribución de momentos de los nucleones en el interior del núcleo.

La dependencia en el ángulo de dispersión,  $\theta_e$ , puede aislarse en la aproximación de ondas planas para el electrón (PWBA), es decir, sin considerar en el proceso de reacción efectos de la distorsión coulombiana del leptón. Análogamente, puede extraerse la dependencia explícita en el ángulo acimutal  $\phi$  que determina la orientación relativa de los planos de reacción y dispersión. La dependencia con estas dos variables es puramente

geométrica, en contraste con el resto de variables, *i.e.*,  $q$ ,  $\omega$ ,  $p_m$  y  $E_m$ , cuya dependencia es mucho más complicada, involucrando además, aspectos directamente relacionados con la dinámica nuclear.

Consideremos un proceso de dispersión en el que se fijan los valores del momento y energía transferidos:  $q$ ,  $\omega$ . El pico cuasielástico se define como:

$$\omega_{QEP} = \sqrt{q^2 + M_N^2} + M_B^0 - M_A, \quad (11.3)$$

que corresponde al valor de la energía transferida para el cual el bosón intercambiado cede toda su energía a un único nucleón.

La ecuación de conservación de la energía se expresa:

$$\omega = \sqrt{M_B^2 + p_m^2} + \sqrt{M_N^2 + q^2 + p_m^2 + 2p_m q \cos \theta} - M_A, \quad (11.4)$$

donde  $\theta$  es el ángulo formado por  $\mathbf{p}_m$  y  $\mathbf{q}$ . El valor mínimo y máximo de  $p_m$  permitidos (por conservación de energía-momento) resultan de imponer los valores extremos  $\cos \theta = \pm 1$ ,

$$p_m(q, \omega, E_m)|_{\min} = \pm \frac{1}{W^2} \left[ (M_A + \omega) \sqrt{\Lambda^2 - M_B^2 W^2 - q\Lambda} \right], \quad (11.5)$$

$$p_m(q, \omega, E_m)|_{\max} = \frac{1}{W^2} \left[ (M_A + \omega) \sqrt{\Lambda^2 - M_B^2 W^2 + q\Lambda} \right], \quad (11.6)$$

donde se han introducido las siguientes variables:

$$W = \sqrt{(M_A + \omega)^2 - q^2}, \quad \Lambda = \frac{1}{2}(W^2 + M_B^2 - M_N^2). \quad (11.7)$$

El signo  $+$  ( $-$ ) en (11.5) indica el valor mínimo de  $p_m$  cuando  $\omega < \omega_{QEP}$  ( $\omega > \omega_{QEP}$ ).

## 11.2. Sección eficaz diferencial exclusiva y funciones de respuesta

La sección eficaz diferencial correspondiente al proceso exclusivo  $A(\vec{e}, e'N)B$  se escribe como [RD88, CDMU98a, Mar04],

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_N} = \frac{m^2}{(2\pi)^2} \frac{M_B M_N p_N}{M_A f_{rec}} \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (11.8)$$

El cálculo necesario para llegar a esta expresión, incluyendo las aproximaciones y suposiciones realizadas, se describe en detalle en el apéndice B.

En la expresión (11.8) toda la dependencia con el modelo nuclear está contenida en el elemento de matriz invariante  $\mathcal{M}_{fi}$  (véase B.15). Éste puede escribirse en términos de los tensores leptónicos y hadrónicos de la siguiente forma:

$$\overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2 = \frac{1}{Q^4} l_{\mu\nu} W_{\gamma}^{\mu\nu} + \frac{-2}{Q^2 M_Z^2} \mathcal{R}e \left[ \tilde{l}_{\mu\nu} W_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right]. \quad (11.9)$$

Los tensores leptónicos  $l_{\mu\nu}$  y  $\tilde{l}_{\mu\nu}$  fueron definidos al analizar el proceso  $p(\vec{e}, e')p$  en la Parte II de la memoria (4.14, 4.15). Los tensores hadrónicos vienen dados como:

$$W_{\gamma}^{\mu\nu} = \overline{\sum_{IF}} (J_{\gamma}^{\mu}(\mathbf{q}))^* J_{\gamma}^{\nu}(\mathbf{q}), \quad W_{\gamma Z}^{\mu\nu} = \overline{\sum_{IF}} (J_{\gamma}^{\mu}(\mathbf{q}))^* J_{Z}^{\nu}(\mathbf{q}), \quad (11.10)$$

donde

$$J_{\gamma}^{\mu}(\mathbf{q}) = e \langle N; B | \hat{J}_{\gamma}^{\mu}(\mathbf{q}) | A \rangle, \quad J_{Z}^{\mu}(\mathbf{q}) = \left( \frac{eg}{\cos \theta_W} \right) \langle N; B | \hat{J}_{Z}^{\mu}(\mathbf{q}) | A \rangle, \quad (11.11)$$

son las corrientes hadrónicas EM y débil neutra. Antes de estudiar dichas corrientes en detalle, consideremos algunas propiedades generales: covarianza Lorentz, invariancia bajo inversión temporal y/o paridad y conservación de la corriente (EM), que nos permiten expresar la sección eficaz diferencial directamente como combinación lineal de funciones de respuesta nucleares. Siguiendo el trabajo desarrollado en la ref. [Don85], la contracción de los tensores leptónicos y hadrónicos en el caso de la interacción EM puede escribirse de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} l_{\mu\nu} W_{\gamma}^{\mu\nu} &= \frac{e^4}{8m^2} (s_{\mu\nu} S_{\gamma}^{\mu\nu} + h a_{\mu\nu} A_{\gamma}^{\mu\nu}) \\ &= e^2 2v_0 \left[ v_L R^L + v_T R^T + v_{TL} R^{TL} + v_{TT} R^{TT} + h (v_{T'} R^{T'} + v_{TL'} R^{TL'}) \right], \end{aligned} \quad (11.12)$$

donde  $S_{\gamma}^{\mu\nu}$  es un tensor simétrico y real y  $A_{\gamma}^{\mu\nu}$  antisimétrico e imaginario puro. Los índices  $L$  y  $T$  representan las componentes longitudinal y transversal de las corrientes referidas a la dirección del momento del fotón virtual intercambiado,  $\mathbf{q}$ . El término  $h$  representa la helicidad del electrón incidente y puede tomar el valor  $h = \pm 1$ .

Un tratamiento análogo puede realizarse para los tensores de interferencia  $\gamma - Z$ , teniendo en cuenta que en este caso la paridad y la corriente axial-vector no se conservan. Puede expresarse:

$$\begin{aligned} \tilde{l}_{\mu\nu} W_{\gamma Z}^{\mu\nu} &= \frac{-1}{8m^2} \left( \frac{eg}{\cos \theta_W} \right)^2 \left[ (a_V - h a_A) s_{\mu\nu} S_{\gamma Z}^{\mu\nu} + (h a_V - a_A) a_{\mu\nu} A_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right] \\ &= \frac{-1}{8m^2} \left( \frac{eg}{\cos \theta_W} \right)^2 2v_0 \left[ (a_V - h a_A) (v_L \tilde{R}^L + v_T \tilde{R}^T + v_{TL} \tilde{R}^{TL} + v_{TT} \tilde{R}^{TT}) \right. \\ &\quad \left. + (h a_V - a_A) (v_{T'} \tilde{R}^{T'} + v_{TL'} \tilde{R}^{TL'}) \right]. \end{aligned} \quad (11.13)$$

Es importante señalar que  $S_{\gamma Z}^{\mu\nu}$  representa un tensor simétrico (no necesariamente real) y  $A_{\gamma Z}^{\mu\nu}$  un tensor antisimétrico (no necesariamente imaginario) <sup>(3)</sup>. Por el contrario, los tensores leptónicos  $s_{\mu\nu}$  y  $a_{\mu\nu}$  son real-simétrico e imaginario-antisimétrico,

<sup>3</sup>Cualquier tensor de orden dos,  $T^{\mu\nu}$ , puede descomponerse como suma de un tensor simétrico,  $T_s^{\mu\nu}$ ,

respectivamente. Por ello, al tomar la parte real de la expresión (11.13) (véase también (11.9)), únicamente los tensores real-simétrico e imaginario-antisimétrico contribuyen en la evaluación de los distintos observables.

Los términos  $v$ 's son factores cinemáticos que involucran únicamente variables del vértice leptónico:

$$v_0 = 4\varepsilon_i\varepsilon_f \cos^2(\theta_e/2) \quad (11.14)$$

$$v_L = \left(\frac{Q^2}{q^2}\right)^2 \quad (11.15)$$

$$v_T = \tan^2 \theta_e/2 - \frac{1}{2} \left(\frac{Q^2}{q^2}\right) \quad (11.16)$$

$$v_{TT} = \frac{1}{2} \left(\frac{Q^2}{q^2}\right) \quad (11.17)$$

$$v_{TL} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Q^2}{q^2} \sqrt{\tan^2 \theta_e/2 - \left(\frac{Q^2}{q^2}\right)}, \quad (11.18)$$

$$v_{T'} = \tan \theta_e/2 \sqrt{\tan^2 \theta_e/2 - \frac{Q^2}{q^2}}, \quad (11.19)$$

$$v_{TL'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{Q^2}{q^2}\right) \tan \theta_e/2. \quad (11.20)$$

Por otra parte, las funciones de respuesta en términos de las componentes del tensor hadrónico vienen dadas en la forma:

$$R^L = \left(\frac{q^2}{Q^2}\right)^2 \left(S^{00} - 2\frac{\omega}{q}S^{0z} + \frac{\omega^2}{q^2}S^{zz}\right), \quad (11.21)$$

$$R^T = S^{xx} + S^{yy}, \quad (11.22)$$

$$R^{TT} = S^{yy} - S^{xx}, \quad (11.23)$$

$$R^{TL} = -2\sqrt{2} \left(\frac{q^2}{Q^2}\right) \left(S^{0x} - \frac{\omega}{q}S^{xz}\right), \quad (11.24)$$

$$R^{T'} = 2iA^{xy}, \quad (11.25)$$

$$R^{TL'} = -2i\sqrt{2} \left(\frac{q^2}{Q^2}\right) \left(A^{0y} + \frac{\omega}{q}A^{yz}\right). \quad (11.26)$$

donde, por simplicidad, hemos prescindido de los subíndices  $\gamma$  y  $\gamma Z$  en los tensores EM y débil, respectivamente, así como de la *tilda* que diferencia las respuestas débiles de las EM.

y otro antisimétrico,  $T_a^{\mu\nu}$  (propiedad 1). Por otro lado, si además, ese tensor es tal que  $T^{\mu\nu} = (T^{\nu\mu})^*$ , entonces se cumple que  $T^{\mu\nu} = S^{\mu\nu} + A^{\mu\nu}$ , donde  $S^{\mu\nu}$  es un tensor real y simétrico y  $A^{\mu\nu}$  es un tensor imaginario y antisimétrico (propiedad 2). El tensor hadrónico EM, definido como  $W_\gamma^{\mu\nu} = \overline{\sum_{IF}}(J_\gamma^\mu)^* J_\gamma^\nu$ , cumple la propiedad 2, por lo que la contribución simétrica del tensor será real y la antisimétrica será imaginaria. No ocurre lo mismo con el tensor de interferencia,  $W_{\gamma Z}^{\mu\nu} = \overline{\sum_{IF}}(J_\gamma^\mu)^* J_Z^\nu$ , que en general, no cumple la propiedad 2.

En determinadas situaciones resulta más conveniente escribir las respuestas hadrónicas referidas al sistema de referencia hadrónico  $\{\hat{\mathbf{1}}, \hat{\mathbf{2}}, \hat{\mathbf{3}}\}$  representado en la Fig. 11.1. Dicha transformación consiste en una rotación del ángulo  $\phi$  sobre el eje  $\hat{\mathbf{z}}$ . Este sistema de referencia está caracterizado por los vectores directores definidos de la siguiente forma:

$$\hat{\mathbf{3}} = \hat{\mathbf{z}} = \frac{\mathbf{q}}{q}, \quad \hat{\mathbf{2}} = \frac{\mathbf{q} \times \mathbf{p}_N}{|\mathbf{q} \times \mathbf{p}_N|}, \quad \hat{\mathbf{1}} = \hat{\mathbf{2}} \times \hat{\mathbf{3}}, \quad (11.27)$$

y las funciones de respuesta se escriben como sigue:

$$R^L = \left(\frac{q^2}{Q^2}\right)^2 \left(S^{00} - 2\frac{\omega}{q}S^{03} + \frac{\omega^2}{q^2}S^{33}\right), \quad (11.28)$$

$$R^T = S^{11} + S^{22}, \quad (11.29)$$

$$R^{TT} = (S^{22} - S^{11}) \cos 2\phi + 2 \sin 2\phi S^{12}, \quad (11.30)$$

$$R^{TL} = -2\sqrt{2} \left(\frac{q^2}{Q^2}\right) \left\{ \left(S^{01} - \frac{\omega}{q}S^{31}\right) \cos \phi - \left(S^{02} - \frac{\omega}{q}S^{32}\right) \sin \phi \right\}, \quad (11.31)$$

$$R^{T'} = 2iA^{12}, \quad (11.32)$$

$$R^{TL'} = -2i\sqrt{2} \left(\frac{q^2}{Q^2}\right) \left\{ \left(A^{01} - \frac{\omega}{q}A^{31}\right) \sin \phi + \left(A^{02} - \frac{\omega}{q}A^{32}\right) \cos \phi \right\}. \quad (11.33)$$

Al igual que en el caso previo, se ha prescindido de los subíndices en los tensores y de las *tildes* en las respuestas débiles. Obsérvese que la dependencia en el ángulo acimutal  $\phi$  factoriza, lo que permite simplificar de modo claro la separación de las diversas respuestas, así como el análisis de otros observables como la asimetría de helicidad.

Es posible simplificar alguna de las expresiones anteriores para las respuestas considerando ciertas propiedades generales de los tensores. Por un lado, en el sistema de referencia hadrónico  $\{\hat{\mathbf{1}}, \hat{\mathbf{2}}, \hat{\mathbf{3}}\}$  (ver Fig. 11.1), cualesquiera tres cuadvectores independientes que se elijan para caracterizar el vértice hadrónico (por ejemplo,  $P_N^\mu$ ,  $P_A^\mu$  y  $Q^\mu$ ) verifican, por construcción, que su segunda componente es cero, es decir,  $P_N^{\mu=2} = P_A^{\mu=2} = Q^{\mu=2} = 0$ . Esto implica que ciertas componentes de los tensores hadrónicos son nulas, en concreto,  $S_\gamma^{2\mu} = S_{\gamma Z}^{2\mu} = 0$ . Por otra parte, los elementos de matriz de la corriente EM deben ser vectores polares (conservación de la paridad). Esto implica que el tensor EM no puede contener ningún término con el tensor puramente antisimétrico de Levi-Civita,  $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$  (ver ref. [Don85]); por tanto,  $A_\gamma^{2\mu} = 0$ , y consiguientemente, la respuesta EM  $R^{T'}$  es nula. Adicionalmente, la expresión de la respuesta EM  $R^{TL'}$  se simplifica de forma apreciable. Nótese que, debido a que la corriente débil no conserva la paridad, el tensor antisimétrico débil sí puede contener términos del tipo  $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ ; por consiguiente, en dicha situación se verifica en general:  $A_{\gamma Z}^{2\mu} \neq 0$ .

Las expresiones finales (simplificadas) que resultan para las distintas respuestas son

las siguientes:

$$R^{TT} = -S^{11} \cos 2\phi, \quad (11.34)$$

$$R^{TL} = -2\sqrt{2} \left( \frac{q^2}{Q^2} \right) \left( S^{01} - \frac{\omega}{q} S^{31} \right) \cos \phi. \quad (11.35)$$

Estas expresiones son válidas tanto para las respuestas EM como para las de interferencia.

Las respuestas electromagnéticas y de interferencia  $T'$  y  $TL'$  se expresan:

$$R^{TL'} = -2i\sqrt{2} \left( \frac{q^2}{Q^2} \right) \left( A_{\gamma}^{01} - \frac{\omega}{q} A_{\gamma}^{31} \right) \sin \phi, \quad (11.36)$$

$$\tilde{R}^{TL'} = -2i\sqrt{2} \left( \frac{q^2}{Q^2} \right) \left\{ \left( A_{\gamma Z}^{01} - \frac{\omega}{q} A_{\gamma Z}^{31} \right) \sin \phi + \left( A_{\gamma Z}^{02} - \frac{\omega}{q} A_{\gamma Z}^{32} \right) \cos \phi \right\}, \quad (11.37)$$

$$R^{T'} = 0, \quad (11.38)$$

$$\tilde{R}^{T'} = 2iA_{\gamma Z}^{12}. \quad (11.39)$$

Finalmente, la sección eficaz diferencial exclusiva puede escribirse de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_N} &= \frac{M_B M_{NP} N}{M_A f_{rec}} \frac{\alpha^2}{2Q^2} \left( \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right) \left\{ s_{\mu\nu} S_{\gamma}^{\mu\nu} + ha_{\mu\nu} A_{\gamma}^{\mu\nu} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ (a_V - ha_A) s_{\mu\nu} S_{\gamma Z}^{\mu\nu} + (ha_V - a_A) a_{\mu\nu} A_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right] \right\}, \quad (11.40) \end{aligned}$$

donde hemos introducido la función:

$$- \frac{\mathcal{A}_0}{2} \equiv \frac{2Q^2}{e^2 M_Z^2} \left( \frac{g}{4 \cos \theta_W} \right)^2. \quad (11.41)$$

En términos de las funciones de respuesta hadrónicas:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_N} &= \sigma_{Mott} \frac{M_B M_{NP} N}{M_A f_{rec}} \sum_{k, k'} \left\{ v_k R^k + hv_{TL'} R^{TL'} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ (a_V - ha_A) v_k \tilde{R}^k + (ha_V - a_A) v_{k'} \tilde{R}^{k'} \right] \right\}. \quad (11.42) \end{aligned}$$

El sumatorio se ha usado para simplificar la expresión, siendo:  $k = L, T, TT, TL$ ;  $k' = T', TL'$ . Además, hemos introducido la sección eficaz de Mott,  $\sigma_{Mott} = \frac{4\alpha^2}{Q^4} \varepsilon_f^2 \cos^2(\theta_e/2)$ .

### 11.3. Proceso inclusivo: sección eficaz y respuestas

En esta sección describimos cómo obtener los observables inclusivos a partir de las expresiones exclusivas obtenidas en la sección previa. Como ya se ha mencionado, el

proceso inclusivo corresponde al caso en el que no se detecta el nucleón emitido. Por consiguiente, la evaluación de las respuestas inclusivas requiere: i) sumar sobre todas las capas nucleares en las cuales sea significativa la probabilidad de encontrar un nucleón en el núcleo blanco bajo estudio, ii) tener en cuenta que la dispersión puede ser tanto por un protón como por un neutrón, y iii) integrar sobre todas las variables (ángulo sólido) asociadas al nucleón emitido.

La expresión general para la sección eficaz diferencial correspondiente al proceso  $A(\vec{e}, e')B$  puede escribirse en la forma siguiente [D+92]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = & \sigma_{Mott} \left\{ v_L(R_p^L + R_n^L) + v_T(R_p^T + R_n^T) \right. \\ & - \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ (a_V - ha_A) \left( v_L(\tilde{R}_p^L + \tilde{R}_n^L) + v_T(\tilde{R}_p^T + \tilde{R}_n^T) \right) \right. \\ & \left. \left. + (ha_V - a_A)v_{T'}(\tilde{R}_p^{T'} + \tilde{R}_n^{T'}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11.43)$$

Los subíndices  $p$  y  $n$  indican contribución de protones o neutrones, respectivamente. La expresión previa es consistente con respuestas inclusivas construidas en la forma siguiente:

$$R_N^{L,T}(q, \omega) \equiv 2\pi \int_{-1}^1 d(\cos \theta_N) K \left( R_{1s_{1/2}}^{L,T}(q, \omega, p) + R_{1p_{3/2}}^{L,T}(q, \omega, p) + R_{1p_{1/2}}^{L,T}(q, \omega, p) \right), \quad (11.44)$$

donde, sin pérdida de generalidad, hemos considerado como núcleo blanco el  $^{16}\text{O}$  con los 8 protones y 8 neutrones ocupando las capas:  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$  y  $1p_{1/2}$ . El subíndice  $N$  indica protón o neutrón y  $K \equiv \frac{M_B M_{NPN}}{M_A f_{rec}}$ . Las funciones  $R^{L,T}(q, \omega, p)$  representan las respuestas exclusivas mostradas en la sección previa en cada caso (capa) particular. Las respuestas de interferencia inclusivas ( $\tilde{R}_N^{T,L,T'}$ ) se construyen de forma similar. Se ha tenido en cuenta que, debido a que no consideramos la distorsión de la función de onda del electrón dispersado, los términos  $v_k$ ,  $\mathcal{A}_0$  y  $\sigma_{Mott}$  sólo dependen de las variables cinemáticas del vértice leptónico y, por ello, pueden factorizarse. Nótese que la integración en el ángulo acimutal  $\phi$  es inmediata ya que su dependencia aparece factorizada en forma de funciones trigonométricas simples: senos y cosenos (11.28-11.33). Así, el resultado es el factor global  $2\pi$  que aparece en (11.44) y la cancelación de las respuestas  $TT$ ,  $TL$  y  $TL'$ .

La cinemática del proceso inclusivo, más simple que el exclusivo, queda definida por las ecuaciones del vértice leptónico descritas en la sección 11.1. En este caso, el número de variables independientes necesarias para caracterizar el proceso de dispersión es tres. Es habitual elegir  $q$ ,  $\omega$  y, por ejemplo, el ángulo de dispersión del leptón,  $\theta_e$ . La ventaja en la elección de  $q$  y  $\omega$  es que permite asegurarnos de estar en todo momento en la región cercana al máximo del pico cuasielástico (ver ec. (11.3)). En nuestro caso, elegimos  $\theta_e$  para poder estudiar de forma independiente la dispersión en ángulos hacia adelante y



hacia atrás. Como veremos en capítulos posteriores (12 y 13), esta elección resulta natural para el estudio de la asimetría de helicidad. En la Fig. 11.2 presentamos un esquema de la relación entre las variables cinemáticas relevantes en el proceso. Cada curva corresponde a un valor de  $q$  y  $\theta_e$  de forma que a cada valor de  $\omega$  (eje de abscisas) le corresponde un valor determinado de la energía incidente,  $\varepsilon_i$  (eje de ordenadas). Esta elección de la cinemática, que denotamos cinemática I, es empleada para el cálculo de la mayoría de los resultados inclusivos presentados en el capítulo 13.

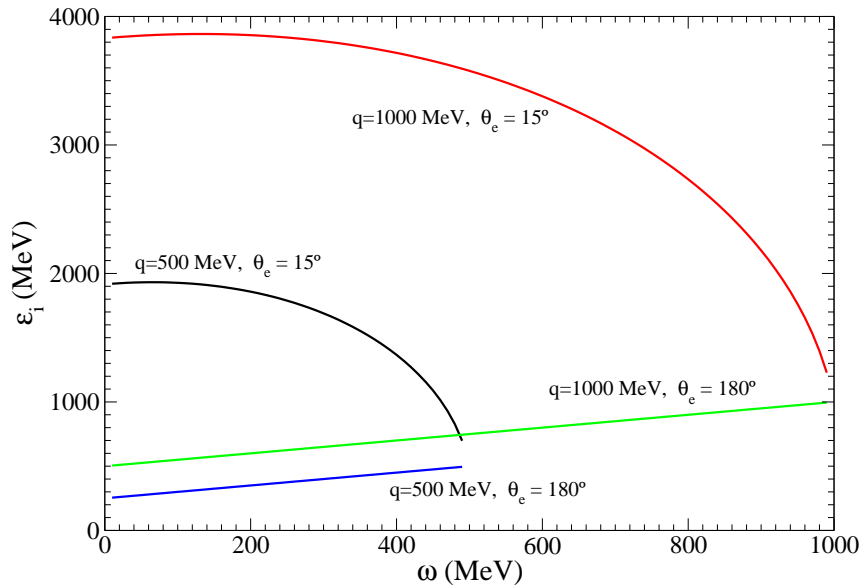


Figura 11.2: Relación entre las variables del vértice leptónico cuando  $q$  y  $\theta_e$  son constantes. A cada valor de  $\omega$  le corresponde un valor de la energía incidente,  $\varepsilon_i$ , definido por las curvas de  $q$  y  $\theta_e$  constantes.

Una alternativa al procedimiento previo (más natural desde el punto de vista experimental) consiste en fijar las variables de laboratorio, es decir:  $\varepsilon_i$ ,  $\varepsilon_f$  (o, equivalentemente,  $\omega$ ) y  $\theta_e$ . Esta elección de la cinemática, denominada cinemática II, fue la empleada en la medida de la asimetría PV en el experimento publicado en [H<sup>+</sup>89] (en la sección 13.6 presentamos y analizamos en detalle los resultados obtenidos haciendo uso de esta cinemática II). La relación entre las variables del vértice leptónico se presenta gráficamente en la Fig. 11.3. Como puede observarse, fijadas  $\varepsilon_i$  y  $\theta_e$ , para cada valor de  $\omega$  (eje de abscisas) se tiene un valor distinto de  $q$  (eje de ordenadas). Así pues, el inconveniente de esta cinemática es que para muchos de los valores de  $\varepsilon_i$ ,  $\theta_e$  y  $\omega$ , podemos encontrarnos muy alejados del centro del pico cuasielástico (11.3), y consiguientemente, la descripción del proceso e interpretación de los resultados a partir de modelos basados en la aproximación de impulso resulta cuestionable.

En las secciones que siguen presentamos en detalle las diversas aproximaciones que se consideran en la descripción del tensor hadrónico. En primer lugar, consideramos

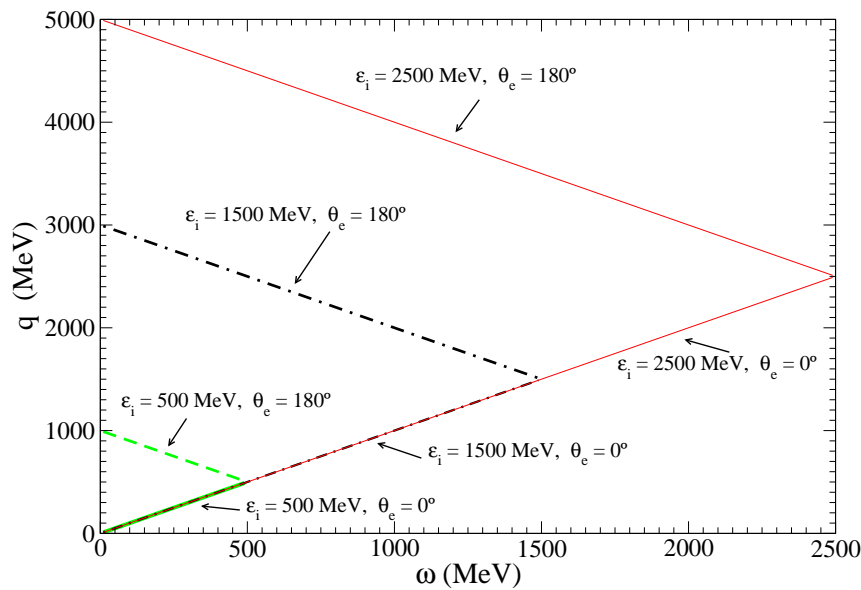


Figura 11.3: Relación entre las variables del vértice leptónico cuando  $\varepsilon_i$  y  $\theta_e$  son constantes. Para un valor fijo de la energía incidente ( $\varepsilon_i = 500$  MeV (línea verde discontinua), 1500 MeV (línea negra discontinua con puntos) y 2500 MeV (línea roja continua)), se representan las dos curvas límite en el plano  $q - \omega$  correspondientes a los ángulos de dispersión  $\theta \rightarrow 0^\circ$  y  $\theta \rightarrow 180^\circ$ ; así, las curvas correspondientes a un valor  $0^\circ < \theta_e < 180^\circ$  quedan dentro de la región definida por estas curvas límite. Fijadas  $\varepsilon_i$  y  $\theta_e$ , para un valor concreto de  $\omega$ , el momento transferido,  $q$ , está determinado.

la aproximación de impulso que simplifica considerablemente el problema haciendo viable el tratamiento de la corriente hadrónica. Posteriormente, se describe en detalle la aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA), la cual permite obtener expresiones analíticas para los tensores hadrónicos y funciones de respuesta.

## 11.4. Aproximación de impulso

La aproximación de impulso (IA) consiste en considerar que el leptón incidente interactúa exclusivamente con un único nucleón del núcleo. Esta aproximación es tanto mejor cuanto más cerca nos encontremos del centro del pico cuasielástico. En la aproximación de impulso el operador de corriente nuclear,  $\hat{J}^\mu(\mathbf{q})$ , se toma como operador a un cuerpo. Así, el elemento de matriz de la corriente nuclear en el espacio de momentos se escribe:

$$J_N^\mu \equiv \int d\mathbf{p} \bar{\Phi}_F(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \Gamma_N^\mu \Phi_B(\mathbf{p}), \quad (11.45)$$

donde  $\Phi_B$  y  $\Phi_F$  son las funciones de onda del nucleón ligado y saliente, respectivamente.  $\Gamma_N^\mu$  es el operador de corriente a un cuerpo.

En la Fig.11.4 se representa esquemáticamente la situación en la que el nucleón emitido interactúa con el núcleo residual. El bosón virtual cede toda su energía,  $\omega$ , y momento,  $\mathbf{q}$ , a un único nucleón caracterizado por  $P^\mu = (E, \mathbf{p})$ . Este nucleón es arrancado del núcleo adquiriendo un cuadrivector  $P^\mu + Q^\mu$ . El estado final (asintótico) será un nucleón libre:  $P_N^\mu = (E_N, \mathbf{p}_N)$ . El núcleo residual, constituido por un sistema de  $A - 1$  nucleones, está caracterizado por el cuadrivector  $P_B^\mu = (E_B, \mathbf{p}_B)$ .

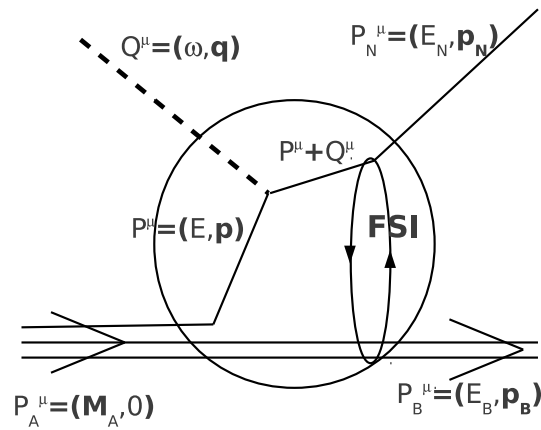


Figura 11.4: Esquema del proceso  $A(e, e'N)B$  en la aproximación de impulso.

En este trabajo, describimos la función de onda del nucleón ligado,  $\Phi_B$ , haciendo uso del modelo relativista de campo medio (RMF) que se presenta en detalle en el apéndice C. Básicamente, el RMF construye una densidad lagrangiana covariante Lorentz, que da cuenta de la interacción entre los nucleones del núcleo a través del intercambio de mesones virtuales. A partir del lagrangiano se formula una teoría cuántica de campos relativista. Los campos de los mesones se aproximan a sus valores esperados, pasando a ser campos clásicos. Esta aproximación permite que las ecuaciones del movimiento que se derivan de la densidad lagrangiana se simplifiquen considerablemente. Finalmente, la función de onda del nucleón ligado es la solución de la ecuación de Dirac en presencia de un potencial escalar (S) y vector (V).

La descripción de la función de onda del nucleón saliente depende de si se considera o no la interacción de estados finales (FSI). En este trabajo, analizaremos resultados en diversas situaciones:

- **Proceso exclusivo.** Estudiaremos con cierto detalle algunos resultados que nos permitirán extraer conclusiones útiles y simplificar el análisis del proceso inclusivo.
- **RPWIA.** El nucleón emitido,  $\Phi_F$ , se describe mediante una onda libre relativista, es decir, no se considera FSI. Se conoce como aproximación de

impulso relativista de ondas planas (RPWIA) y será tratada en detalle en la sección siguiente.

- **RDWIA.** Se incluye la distorsión que siente el nucleón dispersado,  $\Phi_F$ , debido a la presencia del núcleo residual. Se denomina aproximación de impulso relativista de ondas distorsionadas (RDWIA). En el caso exclusivo sólo el canal elástico se considera, es decir, el flujo total no se conserva. Así pues, la descripción de FSI se realiza mediante el uso de potenciales ópticos complejos. La parte real de estos potenciales describe los procesos de dispersión elástica, y la imaginaria produce absorción del flujo de nucleones contenidos en el canal elástico.

En este caso, la función de onda,  $\Phi_F$ , es una solución no ligada de la ecuación de Dirac en presencia de potenciales escalar,  $S$ , y vector,  $V$ :

$$(i\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} - \beta(M_N + S) + E - V - V_C) \Phi_F = 0. \quad (11.46)$$

El término  $V_C$  representa el potencial coulombiano en caso de que el nucleón dispersado sea un protón. La función de onda se obtiene a partir de un desarrollo en ondas parciales. En el espacio de momentos se expresa:

$$\Phi_F(\mathbf{p}') = 4\pi \sqrt{\frac{E_N + M_N}{2M_N}} \sum_{\kappa\mu m} i^\ell e^{-i\delta_\kappa^*} \langle \ell m \frac{1}{2} s_N | j \mu \rangle Y_\ell^{m*}(\hat{\mathbf{p}}_N) \Phi_\kappa^\mu(\mathbf{p}'), \quad (11.47)$$

donde  $E_N$ ,  $\mathbf{p}_N$  y  $s_N$  son los valores asintóticos de la energía, momento y espín del nucleón emitido. Se ha introducido el momento  $\mathbf{p}'$ , definido como  $\mathbf{p}' = \mathbf{p} + \mathbf{q}$ .  $\Phi_\kappa^\mu(\mathbf{p}')$  son espinores como los descritos en el apéndice C.1, pero debido al carácter complejo del potencial óptico, los desfases y funciones radiales también son complejos.

Existen diversas formas de obtener los potenciales  $V$  y  $S$  que aparecen en (11.46). Lo más usual es el uso de potenciales ópticos fenomenológicos ajustados a datos de dispersión elástica nucleón-núcleo [S<sup>+</sup>82, CK80, H<sup>+</sup>90, CHCM93]. También se pueden obtener a partir del análisis de la interacción efectiva nucleón-nucleón [FW93, KW94]. En este trabajo realizamos el análisis usando el potencial, EDAI-O. Los potenciales del tipo EDAI (*E-dependent-A-independent*) dependen de la energía del nucleón dispersado pero, debido a que han sido obtenidos ajustando datos correspondientes a un solo núcleo (<sup>16</sup>O para EDAI-O), no contienen dependencia en el número másico,  $A$ . En general, proporcionan una descripción excelente de los observables que se incluyen en el ajuste. En la referencia [Mar04] puede encontrarse una descripción detallada de la parametrización y formalismo relacionado con los potenciales ópticos relativistas, así como su aplicación a procesos exclusivos de dispersión  $A(\vec{e}, e'\vec{N})B$ .

Para los propósitos de este trabajo, una consecuencia fundamental de la interacción de estados finales es que, a diferencia del resultado en RPWIA, el tensor hadrónico EM tiene una contribución antisimétrica y, por ello, la quinta respuesta EM,  $R^{TL'}$  (ver ec. (11.36)) da una contribución no nula a la sección eficaz. Esta respuesta va ligada a la medida de helicidad del leptón incidente, y por tanto, contribuye a la asimetría de helicidad (ver sección 12.3.2).

- **Proceso inclusivo.** La sección eficaz diferencial inclusiva se obtiene integrando en las variables del nucleón emitido y sumando para protones y neutrones de todas las capas.
  - **RFG.** El modelo del gas de Fermi relativista (*“Relativistic Fermi Gas”*) es el modelo nuclear relativista más simple. En el mismo, los nucleones son descritos mediante espinores libres de Dirac que tienen como única condición de ligadura que su momento debe ser inferior al *momento de Fermi*. A pesar de su simplicidad, el modelo RFG proporciona información muy valiosa sobre diversos observables en el proceso, permitiendo además, una descripción completamente relativista del mecanismo de reacción. Por dicha razón haremos uso del modelo RFG como referencia, y compararemos sus predicciones con algunos de los resultados obtenidos con modelos más sofisticados. En la ref. [D<sup>+</sup>92] se describe en detalle el formalismo para la descripción con el modelo RFG del proceso de dispersión cuasielástica de electrones con violación de paridad.
  - **RPWIA.** El formalismo analizado para el caso exclusivo se extiende para obtener resultados inclusivos (sección siguiente).
  - **FSI-RMF.** En el caso inclusivo el flujo total se conserva. Por ello, el uso de potenciales ópticos complejos no es adecuado para describir la interacción de estados finales. En ocasiones se ha hecho uso de potenciales ópticos en los cuales sólo se considera la parte real del potencial; no obstante, usar exclusivamente la parte real de potenciales complejos fenomenológicos ajustados a datos de dispersión elástica nucleón-núcleo resulta cuestionable. En otros trabajos recientes [MCGP03, MGP04, M<sup>+</sup>09] se ha desarrollado el denominado método de la función relativista de Green que proporciona una descripción consistente de los procesos exclusivos e inclusivos (en ambos casos se hace uso de los potenciales relativistas complejos).

En este trabajo la descripción de la FSI para el proceso inclusivo se realiza en la aproximación de campo medio relativista (se denota FSI-RMF). En la misma, la función de onda del nucleón emitido se describe como solución de la ecuación de Dirac en presencia de los potenciales escalar y vector que definen el modelo

RMF. De este modo, tanto las soluciones de los estados discretos (nucleones ligados) como en el continuo (nucleón emitido), se obtienen haciendo uso del mismo potencial. La función de onda distorsionada viene representada como en la ecuación (11.47), aunque en este caso, al ser los potenciales reales, las funciones radiales y los desfases también son reales.

La consideración implícita en la aproximación de impulso en dispersión de electrones por núcleos, *i.e.*, la descripción del operador de corriente nuclear a partir exclusivamente de operadores a un cuerpo, implica, en general, que la propiedad de conservación de la corriente no se satisface. Es importante señalar que el nucleón ligado, al contrario de lo que ocurre con nucleones libres, está fuera de su capa de masas (*off-shell*), por lo que su energía y momento no cumplen la relación para partículas *on-shell*:  $E^2 = p^2 + M_N^2$ . En esta situación, las expresiones de los operadores de corriente (EM y WNC), introducidos al estudiar el proceso de dispersión elástica (Parte I), no resultan completamente consistentes. De hecho, no existe ningún tratamiento riguroso que incorpore en la corriente hadrónica la dependencia *off-shell* del nucleón. Así pues, existe cierta ambigüedad en la descripción de los operadores de corriente del nucleón, y en esta memoria seguiremos el procedimiento introducido originalmente en la ref. [dF83] y usado ampliamente con posterioridad en numerosos trabajos previos (véase [Mar04] y refs. allí citadas). En la discusión que sigue presentamos brevemente los principales ingredientes del modelo que nos resultarán de gran utilidad en la discusión de los resultados mostrados en los capítulos siguientes.

La prescripción considerada para los operadores de corriente nucleónicos corresponde al caso de nucleones libres, y viene dada por las siguientes expresiones:

■ OPERADOR DE CORRIENTE ELECTROMAGNÉTICO:

$$\Gamma_{N,\gamma}^\mu|_{CC1} = (F_1 + F_2)\gamma^\mu - \frac{F_2}{2M_N}(\bar{P} + P_N)^\mu, \quad (11.48)$$

$$\Gamma_{N,\gamma}^\mu|_{CC2} = F_1\gamma^\mu + i\frac{F_2}{2M_N}\sigma^{\mu\nu}Q_\nu. \quad (11.49)$$

■ CORRIENTE DÉBIL VECTOR:

$$\Gamma_{N,V}^\mu|_{CC1} = (\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2)\gamma^\mu - \frac{\tilde{F}_2}{2M_N}(\bar{P} + P_N)^\mu, \quad (11.50)$$

$$\Gamma_{N,V}^\mu|_{CC2} = \tilde{F}_1\gamma^\mu + i\frac{\tilde{F}_2}{2M_N}\sigma^{\mu\nu}Q_\nu. \quad (11.51)$$

■ CORRIENTE DÉBIL AXIAL:

$$\Gamma_{N,A}^\mu = G_A^e\gamma^\mu\gamma^5 + \frac{\tilde{G}_P}{M_N}Q^\mu\gamma^5. \quad (11.52)$$

En las expresiones anteriores hemos introducido las denominadas variables “*on-shell*”:  $\bar{P}^\mu = (\bar{E}, \mathbf{p})$  con  $\bar{E} = \sqrt{p^2 + M_N^2}$  y  $\mathbf{p}$  el momento del nucleón.

Las prescripciones CC1 y CC2 son totalmente equivalentes en el caso de nucleones libres, como puede demostrarse haciendo uso de la descomposición de Gordon (ver [Mar04]). Sin embargo, para nucleones fuera de su capa de masas, *i.e.*, “*off-shell*”, tal equivalencia deja de ser cierta y el uso de una u otra prescripción produce resultados que pueden diferir de modo significativo. Estos efectos en los diversos observables considerados en esta memoria son analizados en detalle en los dos próximos capítulos.

Para finalizar, recordemos que la aproximación de impulso en el contexto de dispersión cuasielástica implica generalmente que la propiedad de conservación de la corriente (EM y la parte vector de la WNC) no se satisface. Por consiguiente, no sólo la forma del operador considerado, CC1 vs CC2, sino también el procedimiento para describir o restaurar la propiedad de conservación, conduce a resultados diversos. En esta memoria hacemos uso de las diversas opciones consideradas en trabajos previos [CDMU98a, MCD02a, CDP93, Mar04], y que equivalen a trabajar con la corriente no conservada en un determinado *gauge*:

1. *Gauge* de Landau: no se impone conservación. Se denota por NCC1 y NCC2.
2. *Gauge* de Coulomb: la conservación de la corriente vector a un cuerpo es impuesta mediante la sustitución de la componente longitudinal por la componente temporal:  $J^3 = \frac{\omega}{q} J^0$ . Se denota como CC1(0) y CC2(0).
3. *Gauge* de Weyl: la conservación surge de reemplazar la componente temporal por la longitudinal:  $J^0 = \frac{q}{\omega} J^3$ . Se denota mediante CC1(3) y CC2(3).

En los capítulos de resultados analizamos las *ambigüedades gauge* asociadas al modelo.

## 11.5. Aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA)

En esta sección presentamos las expresiones de las respuestas y sección eficaz diferencial en la aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA). Esta aproximación implica que la función de onda del nucleón emitido es solución de la ecuación de Dirac libre, es decir, no se considera la interacción de estados finales (FSI). Por el contrario, los nucleones en sus estados ligados vienen descritos en el contexto del modelo de campo medio relativista, *i.e.*, funciones de onda relativistas (4 componentes) soluciones de la ecuación de Dirac en presencia de potenciales independientes de la energía de tipo escalar ( $S$ ) y vector ( $V$ ). El gran valor de la aproximación RPWIA, aún constituyendo una

simplificación importante en la descripción del mecanismo de reacción, es que permite obtener expresiones analíticas de las respuestas nucleares (y sección eficaz diferencial). Este resultado es de gran importancia a la hora de analizar el comportamiento específico de los observables con los diversos ingredientes que intervienen en el proceso. Un aspecto esencial de la aproximación RPWIA es que permite separar claramente la contribución de las componentes de energía positiva y/o negativa en la función de onda del nucleón ligado. De esta forma, puede analizarse claramente el impacto asociado a la proyección sobre estados de energía positiva. Este tipo de efectos se denominan “*efectos dinámicos relativistas*”, en contraste con aquéllos asociados simplemente al tratamiento relativista de la cinemática. En la discusión que sigue se presenta brevemente el procedimiento para separar dichas contribuciones. Los detalles del cálculo y expresiones explícitas de los tensores hadrónicos y funciones de respuesta se muestran en el apéndice D.

En la aproximación RPWIA la corriente hadrónica dada en (11.45) se escribe en la forma:

$$J_N^\mu = \bar{u}_N(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_N^\mu \Phi_\kappa^m(\mathbf{p}), \quad (11.53)$$

donde  $u(\mathbf{p}_N, s_N)$  es un espinor libre de Dirac que representa al nucleón saliente <sup>(4)</sup>. El término  $\Phi_\kappa^m(\mathbf{p})$  es la transformada de Fourier de la función de onda relativista del nucleón ligado con momento  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_N - \mathbf{q}$ . Como se ha mencionado antes, esta función de onda es un espinor de cuatro componentes solución de la ecuación de Dirac en presencia de potenciales que corresponden al modelo de campo medio relativista (RMF). Para un momento  $\mathbf{p}$ , la función de onda puede descomponerse como combinación lineal de los cuatro elementos de la base de espinores libres:  $u(\mathbf{p}, 1/2)$ ,  $u(\mathbf{p}, -1/2)$ ,  $v(\mathbf{p}, 1/2)$  y  $v(\mathbf{p}, -1/2)$ . De esta forma, podemos identificar las contribuciones a los observables relacionadas con las componentes superiores (espinores  $u$ ) e inferiores ( $v$ ) de la función de onda del nucleón ligado. Una breve discusión de los aspectos básicos del modelo RMF, además de la descripción de la función de onda ligada que usamos en este trabajo, se ha incluido por completitud en el apéndice C.

En la Fig. 11.5 se representa el diagrama de Feynman asociado al vértice hadrónico en la aproximación de ondas planas. El bosón virtual cede su energía,  $\omega$ , y momento,  $\mathbf{q}$ , a un único nucleón caracterizado por el cuadrivector  $P^\mu = (E, \mathbf{p})$ . Este nucleón es arrancado del núcleo y pasa al estado  $P_N^\mu = (E_N, \mathbf{p}_N)$ . El núcleo residual, constituido por un sistema de  $A - 1$  nucleones, es descrito por el cuadrivector  $P_B^\mu = (E_B, \mathbf{p}_B)$ .

De la propiedad de conservación de energía y momento se deducen las siguientes

---

<sup>4</sup>El factor de normalización de la función de onda libre del nucleón dispersado  $\sqrt{\frac{M_N}{VE_N}}$  ya fue extraído al calcular la sección eficaz (ver apéndice B).



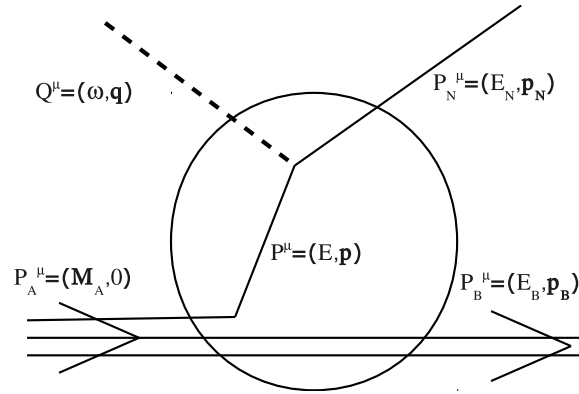


Figura 11.5: Vértice hadrónico en la aproximación RPWIA.

relaciones:

$$E = E_N - \omega = M_A - E_B, \quad (11.54)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_N - \mathbf{q} = -\mathbf{p}_B. \quad (11.55)$$

Nótese que el momento del nucleón ligado coincide (con signo opuesto) con el momento del núcleo residual y, por tanto,  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_m$ .

El procedimiento para la separación en el tensor hadrónico (y consiguientemente, en las respuestas nucleares) de las contribuciones asociadas a las componentes de energía positiva (espinores  $u$ ) y negativa ( $v$ ), requiere un cálculo algebraico muy laborioso que ha sido presentado en detalle en las refs. [CDMU98a, Mar04] para los observables EM, es decir, en el contexto de procesos de dispersión PC (conservación de paridad). En esta sección extendemos el estudio a las respuestas electro-débiles mostrando los resultados finales que nos resultarán de utilidad en la discusión que sigue en los capítulos posteriores. Los detalles del cálculo, con el procedimiento considerado y las expresiones analíticas obtenidas para los tensores nucleónicos con diversas prescripciones del operador de corriente, se muestran en el apéndice D.

El elemento de matriz invariante que aparece en la expresión de la sección eficaz diferencial (11.8) viene dado en función de los correspondientes tensores hadrónicos y leptónicos que determinan el proceso analizado (véase discusión en la sección 11.2). En el caso de los tensores hadrónicos, EM y de interferencia, éstos se construyen a partir de las corrientes hadrónicas (11.10), que en RPWIA resultan:

$$J_{N,\gamma}^\mu = e[\bar{u}(\mathbf{p}_N, S_N)\Gamma_{N,\gamma}^\mu \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})], \quad (11.56)$$

$$J_{N,Z}^\mu = \left(\frac{g}{4\cos\theta_W}\right) [\bar{u}(\mathbf{p}_N, S_N)\Gamma_{N,Z}^\mu \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})]. \quad (11.57)$$

Tras un laborioso cálculo (véase apéndice D), los tensores hadrónicos EM y de

interferencia pueden expresarse finalmente en la forma:

$$W_{\gamma}^{\mu\nu} = e^2 \left( \mathcal{W}^{\mu\nu} N_{uu}(p) + \mathcal{Z}^{\mu\nu} N_{vv}(p) + \mathcal{N}^{\mu\nu} N_{uv}(p) \right), \quad (11.58)$$

$$W_{\gamma Z}^{\mu\nu} = \left( \frac{eg}{4 \cos \theta_W} \right) \left( \widetilde{\mathcal{W}}^{\mu\nu} N_{uu}(p) + \widetilde{\mathcal{Z}}^{\mu\nu} N_{vv}(p) + \widetilde{\mathcal{N}}^{\mu\nu} N_{uv}(p) \right), \quad (11.59)$$

donde se ha separado explícitamente en ambos tensores la contribución procedente de las componentes de energía positiva (primer término, denotado por los subíndices  $uu$ ), negativa (3<sup>er</sup> término:  $vv$ ) y de interferencia (2<sup>o</sup>:  $uv$ ). Nótese que los tres términos factorizan en productos de tensores nucleónicos y funciones asociadas directamente a las componentes superiores ( $u$ ) e inferiores ( $v$ ) de la función de onda relativista del nucleón ligado en el espacio de momentos. Estas funciones pueden interpretarse como la contribución de energías positivas ( $N_{uu}$ ), negativas ( $N_{vv}$ ), e interferencia ( $N_{uv}$ ) en la distribución de momentos. Las expresiones explícitas de las mismas en términos de la función de ondas del nucleón ligado se muestran en el apéndice D. Para un estudio en más detalle, así como una muestra de su comportamiento para distintos núcleos, véanse refs. [CDMU98a, CDMU98b].

Respecto a los tensores nucleónicos, los correspondientes al sector EM:  $\mathcal{W}^{\mu\nu}$ ,  $\mathcal{Z}^{\mu\nu}$  y  $\mathcal{N}^{\mu\nu}$ , han sido estudiados en detalle en [CDMU98a] obteniendo sus expresiones explícitas para las dos prescripciones del operador de corriente EM: CC1 y CC2. Se comprueba fácilmente que son tensores reales y simétricos <sup>(5)</sup>. Por consiguiente, el término invariante electromagnético viene dado por la siguiente combinación:

$$l_{\mu\nu} W_{\gamma}^{\mu\nu} \propto s_{\mu\nu} (\mathcal{W}^{\mu\nu} N_{uu}(p) + \mathcal{Z}^{\mu\nu} N_{vv}(p) + \mathcal{N}^{\mu\nu} N_{uv}(p)). \quad (11.60)$$

Por el contrario, los tensores de interferencia electro-débil:  $\widetilde{\mathcal{W}}^{\mu\nu}$ ,  $\widetilde{\mathcal{Z}}^{\mu\nu}$  y  $\widetilde{\mathcal{N}}^{\mu\nu}$ , no presentan en general un carácter definido de simetría o antisimetría (véase apéndice D para sus expresiones explícitas con ambos operadores de corrientes: CC1 y CC2). Sin embargo, dado que los tensores que provienen de la parte vector-vector (los denotamos con el subíndice V) son reales, mientras que los asociados a la parte axial-vector (subíndice A) son imaginarios, puede comprobarse fácilmente que la contracción de los mismos con el correspondiente tensor leptónico satisface la siguiente relación:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}e \left[ \widetilde{l}_{\mu\nu} \widetilde{W}_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right] &\propto (a_V - ha_A) s_{\mu\nu} \left( \widetilde{\mathcal{W}}_V^{\mu\nu} N_{uu}(p) + \widetilde{\mathcal{Z}}_V^{\mu\nu} N_{vv}(p) + \widetilde{\mathcal{N}}_V^{\mu\nu} N_{uv}(p) \right) \\ &+ (ha_V - a_A) a_{\mu\nu} \left( \widetilde{\mathcal{W}}_A^{\mu\nu} N_{uu}(p) + \widetilde{\mathcal{Z}}_A^{\mu\nu} N_{vv}(p) + \widetilde{\mathcal{N}}_A^{\mu\nu} N_{uv}(p) \right) \end{aligned} \quad (11.61)$$

Obsérvese que sólo contribuyen en la sección eficaz (y funciones de respuesta) la parte simétrica de los tensores nucleónicos de tipo vector y la antisimétrica de los de tipo axial.

---

<sup>5</sup>Nótese que, debido al carácter simétrico de los tensores EM en RPWIA, la quinta respuesta EM,  $R^{TL'}$ , no contribuye.

En RPWIA las respuestas hadrónicas  $R^K$  que aparecen en la expresión (11.42), se construyen directamente a partir de las correspondientes respuestas nucleónicas  $\mathcal{R}_x^K$  y las distribuciones de momento  $N_x$ . La sección eficaz diferencial para el proceso exclusivo se puede escribir en la forma:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_N} &= \sigma_{Mott} \frac{M_B M_N p_N}{M_A f_{rec}} \sum_{x,k,k'} \left\{ v_k \mathcal{R}_x^k N_x(p) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mathcal{A}_0}{2} \left[ (a_V - ha_A) v_k \tilde{\mathcal{R}}_x^k N_x(p) + (ha_V - a_A) v_{k'} \tilde{\mathcal{R}}_x^{k'} N_x(p) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11.62)$$

Al igual que en (11.42), el sumatorio se extiende a  $k = L, T, TT, TL$  y  $k' = T', TL'$ ; además,  $x=uu, vv$  y  $uv$ .

Para finalizar, a partir de las expresiones anteriores, y siguiendo el procedimiento empleado en el apartado 11.3, las respuestas inclusivas en RPWIA (análogamente para la sección eficaz) vienen dadas en la forma <sup>(6)</sup>:

$$\begin{aligned} R_N^{L,T} &\equiv 2\pi \int_0^\pi \sin \theta_N d\theta_N \frac{M_B M_N p_N}{M_A f_{rec}} \left[ \mathcal{R}_{uu}^{L,T} \left( 2N_{uu}^{1s_{1/2}}(p) + 4N_{uu}^{1p_{3/2}}(p) + 2N_{uu}^{1p_{1/2}}(p) \right) \right. \\ &\quad + \mathcal{R}_{vv}^{L,T} \left( 2N_{vv}^{1s_{1/2}}(p) + 4N_{vv}^{1p_{3/2}}(p) + 2N_{vv}^{1p_{1/2}}(p) \right) \\ &\quad \left. + \mathcal{R}_{uv}^{L,T} \left( 2N_{uv}^{1s_{1/2}}(p) + 4N_{uv}^{1p_{3/2}}(p) + 2N_{uv}^{1p_{1/2}}(p) \right) \right]_N, \end{aligned} \quad (11.63)$$

donde el subíndice  $N$  permite especificar la especie nucleónica, protón o neutrón. Los factores 2 y 4 que multiplican las distribuciones de momento son incorporados para tener en cuenta el número de nucleones de cada capa. Las respuestas de interferencia inclusivas ( $\tilde{R}_N^{T,L,T'}$ ) se construyen de forma análoga.

En los dos capítulos siguientes analizamos los resultados obtenidos tanto en el caso de procesos exclusivos como inclusivos. Las respuestas de interferencia calculadas en la aproximación RPWIA, y utilizando las distintas prescripciones para el operador de corriente descritas en el apartado 11.4, se comparan con los resultados obtenidos incluyendo interacción de estados finales. La descripción de FSI se realiza haciendo uso de potenciales ópticos complejos relativistas en el caso exclusivo, y el potencial de campo medio relativista en el inclusivo.

---

<sup>6</sup>Consideramos como núcleo blanco el  $^{16}\text{O}$ .

# Capítulo 12

## Análisis de los resultados exclusivos

En este capítulo nos centramos en el estudio de los observables asociados al proceso exclusivo:  $A(\vec{e}, e'N)B$ . En concreto, analizaremos el comportamiento de las funciones de respuesta exclusivas y sección eficaz diferencial. Asimismo, introduciremos la denominada asimetría “*exclusiva*” de violación de paridad. Aunque, como ya se ha mencionado con anterioridad en diversas partes de esta memoria, el estudio de los efectos de violación de paridad tiene lugar en el contexto de procesos “*inclusivos*”, i.e.,  $(\vec{e}, e')$ , el análisis de los observables *exclusivos* puede resultar de gran interés como paso previo, proporcionando información adicional que nos permita analizar con más claridad el comportamiento de los observables *inclusivos*. En este sentido, se hace uso del formalismo general desarrollado en el capítulo previo (véanse también apéndices), y de esta forma, se evalúan los efectos “*off-shell*” y ambigüedades “*gauge*” asociados a la elección del operador de corriente (CC1 vs CC2) y su propiedad de conservación. Por otra parte, se realiza también un estudio sistemático de la contribución de las componentes de energía negativa en las respuestas de interferencia y en la asimetría de helicidad. Por último, mostramos el efecto de incluir la interacción de estados finales, cuya descripción se realiza a través del uso del potencial óptico complejo relativista: EDAI-O. Para concluir, se discute brevemente el concepto de asimetría *exclusiva* de helicidad, y se justifica su posible uso como medio para obtener en determinadas situaciones cinemáticas información adicional sobre las respuestas de interferencia.

### 12.1. Respuestas exclusivas de interferencia en RPWIA

Todos los resultados que se muestran para las respuestas exclusivas corresponden a la denominada cinemática  $q - \omega$  constante. En la misma, hemos considerado  $q = 500$  MeV y la energía transferida se fija en torno al valor central del pico cuasielástico, es decir,  $\omega = 132$  MeV. Las respuestas nucleares se representan en función del momento del nucleón

en su estado ligado,  $p$ , que coincide con el momento desaparecido,  $p_m$ , en la aproximación de ondas planas. Por último, a menos que se especifique lo contrario, siempre trabajaremos en cinemática coplanar, i.e.,  $\phi = 0$ .

### 12.1.1. Respuestas nucleónicas de interferencia

En las Figs. 12.1 y 12.2 representamos las respuestas nucleónicas de interferencia. Comenzaremos la discusión con las respuestas nucleónicas puramente transversales (Fig. 12.1). En este caso, los resultados no dependen del “*gauge*” en el que trabajemos pero sí de la elección del operador de corriente, CC1 *vs* CC2. Podemos observar que en las contribuciones  $uu$  (paneles de la izquierda), la elección del operador de corriente no introduce diferencias importantes. Sin embargo, en el caso de las contribuciones  $uv$  (paneles centrales) y, especialmente, en las  $vv$  (paneles de derecha), los resultados asociados a la prescripción CC1 son notablemente mayores (en términos absolutos) que los correspondientes a CC2. En otras palabras, la elección de un operador de corriente determinado puede conducir a efectos dinámicos relativistas muy distintos en las respuestas (resultando máximos en el caso de la prescripción CC1).

En la Fig. 12.2 presentamos las respuestas nucleónicas longitudinales. En este caso, los resultados dependen no sólo del operador de corriente (CC1 *vs* CC2) sino también de si se impone, y cómo se impone, conservación de la corriente. En otras palabras, las respuestas dependen del “*gauge*” en el que trabajemos. Los comentarios realizados en la figura previa sobre los efectos asociados al uso de CC1 o CC2 pueden también aplicarse a este caso. Por consiguiente, en la discusión que sigue centramos nuestros comentarios en las ambigüedades que surgen del “*gauge*” seleccionado: Landau (NCC1 y NCC2), Coulomb (CC1(0) y CC2(0)) o Weyl (CC1(3) y CC2(3)). Como puede observarse, los resultados para Coulomb y Landau son muy parecidos en todos los casos, independientemente del operador elegido: CC1/CC2. Por el contrario, la situación es claramente distinta para las prescripciones CC1(3) o CC2(3). En este caso se obtienen diferencias importantes incluso para las componentes  $uu$ .

En resumen, los efectos “*off-shell*” en las respuestas nucleónicas de interferencia son completamente análogos y consistentes con los que se muestran en [CDMU98a] para las respuestas nucleónicas EM. Debido a que tales efectos están asociados a la parte vector,  $\sim \gamma^\mu$ , de la corriente (nótese que en la parte pseudovector,  $\sim \gamma^5 \gamma^\mu$ , no diferenciamos entre CC1 y CC2), los argumentos descritos en la ref. [CDMU98a] para explicar dichos efectos son totalmente aplicables en este caso. Por tanto, a continuación señalamos los efectos “*off-shell*” en las respuestas nucleónicas y explicamos brevemente su origen a partir del análisis de los operadores y de las corrientes (ver ref. [CDMU98a] para una discusión más detallada):

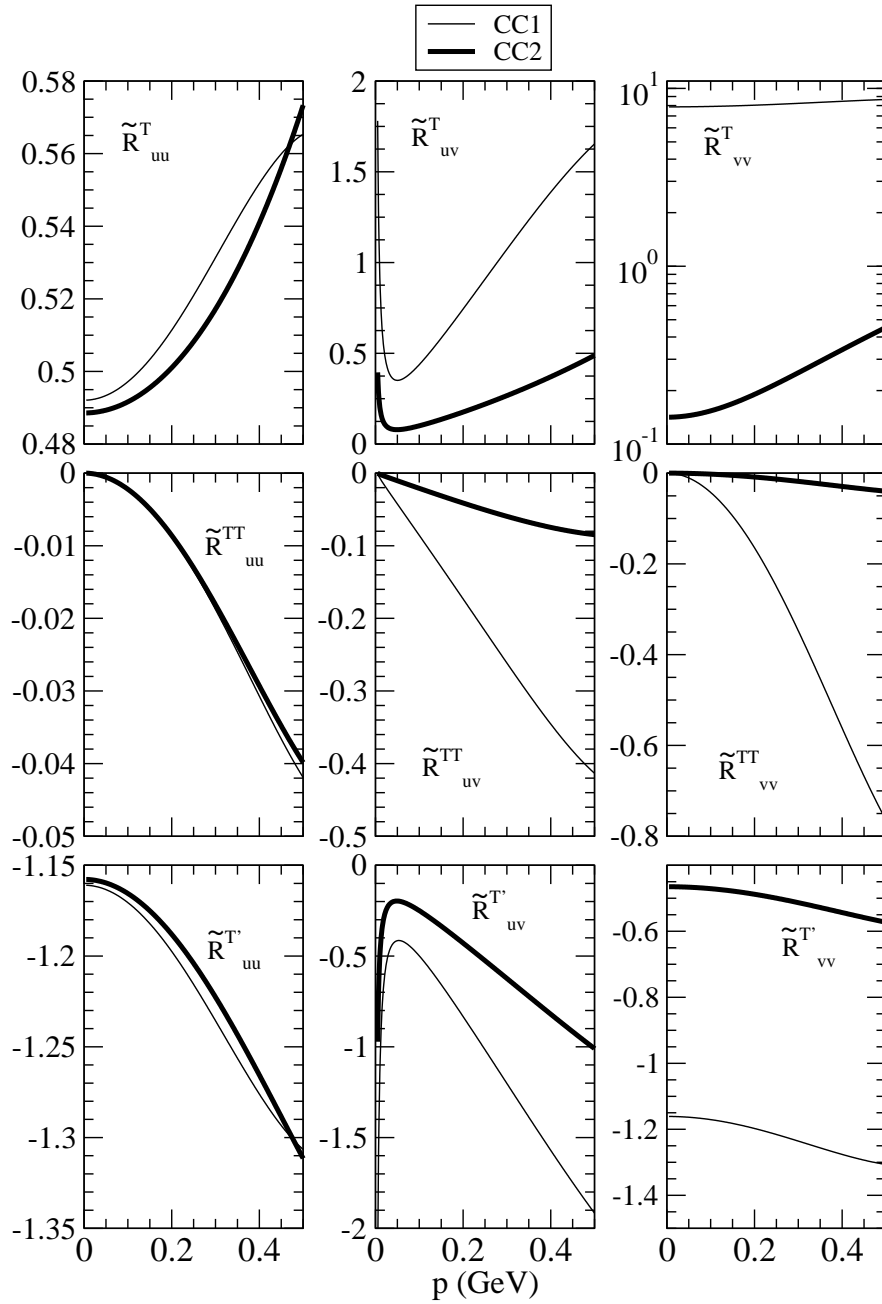


Figura 12.1: Respuestas nucleónicas calculadas en RPWIA. Se representan las respuestas transversales: T (paneles superiores), TT (paneles centrales) y T' (paneles inferiores). Las respuestas han sido separadas en sus contribuciones  $uu$  (columna de la izquierda),  $uv$  (columna central) y  $vv$  (columna de la derecha). Cada respuesta ha sido calculada usando las prescripciones CC1 y CC2 para las corrientes (ver leyenda en la figura).

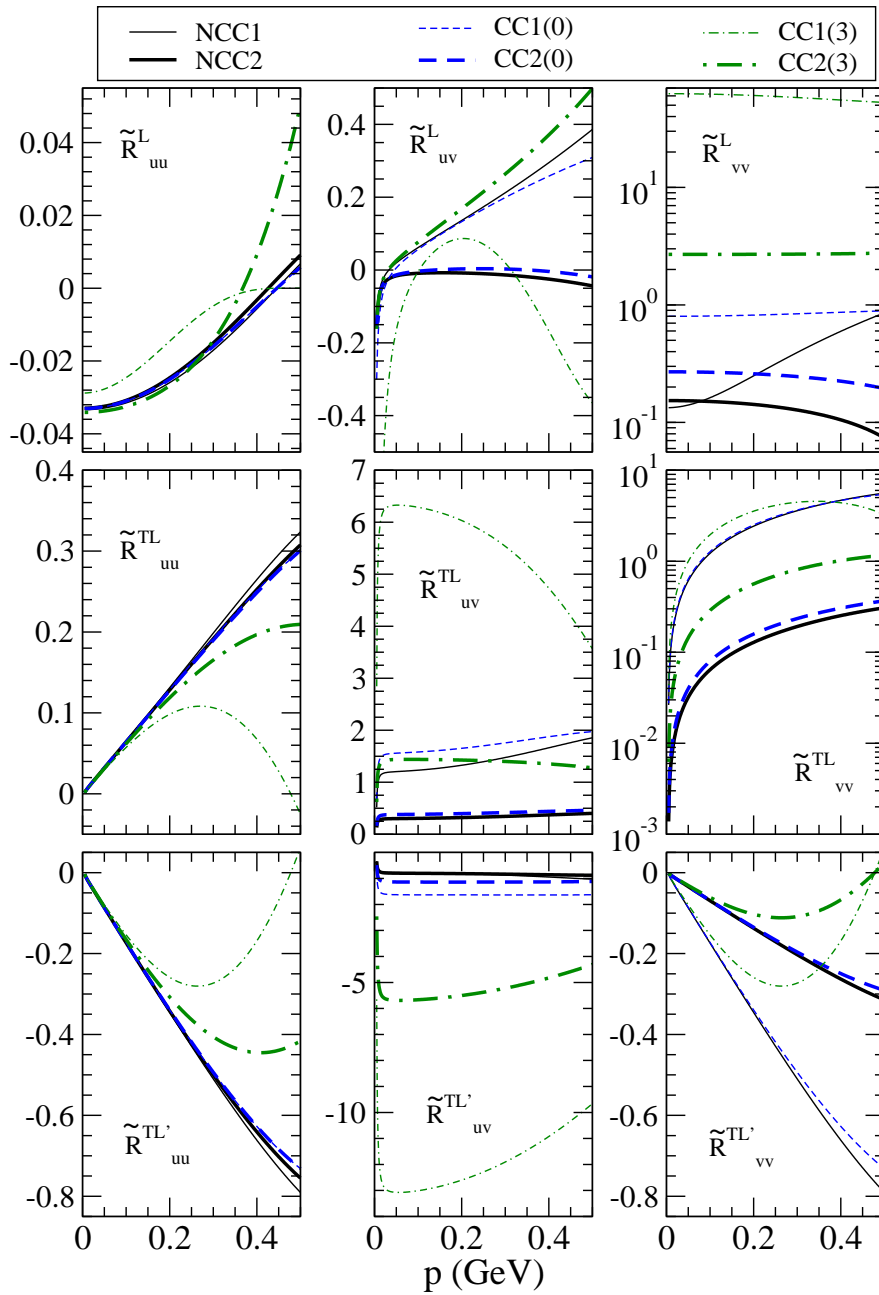


Figura 12.2: Como en Fig. 12.1 excepto que ahora se representan las respuestas longitudinales: los paneles superiores corresponden a las respuestas longitudinales (L), los centrales a las de interferencia simétricas (TL) y los inferiores a las de interferencia antisimétricas (TL'). Cada respuesta ha sido calculada usando los tres *gauge* descritos previamente y las prescripciones CC1 y CC2 para las corrientes (ver leyenda en la figura).

- Las diferencias entre CC1 y CC2 son mayores para las respuestas  $uv$  y, especialmente, para las  $vv$ , resultando mínimas para las contribuciones exclusivamente positivas:  $uu$ . Si tomamos la diferencia entre los operadores de corriente NCC1 y NCC2:

$$\Gamma_\gamma^\mu|_{CC1} - \Gamma_\gamma^\mu|_{CC2} = \frac{F_2}{2M_N} \left( (M_N - \overline{P}_N)\gamma^\mu + \gamma^\mu(M_N - \overline{P}) - \delta^{\mu,0}(\omega - \overline{\omega}) \right),$$

$$i = 1, 2, 3;$$
(12.1)

y tenemos en cuenta las ecuaciones:  $(\overline{P} - M_N)u = 0$  y  $(\overline{P} - M_N)v = 2M_N$ , las diferencias entre las respuestas  $uu$  en NCC1 y NCC2 vienen dadas como  $\sim (\omega - \overline{\omega})/2M_N$ , mientras que en las respuestas  $uv$  y  $vv$  estas diferencias resultan máximas.

- Los resultados en el *gauge* de Landau y Coulomb son siempre muy parecidos, mientras que aquéllos en el *gauge* de Weyl se alejan mucho de los anteriores. Como se explica en [CDMU98a], este comportamiento puede entenderse tomando la diferencia entre los elementos de matriz de la componente longitudinal de la corriente,  $J^L = J^0 - \frac{\omega}{q}J^3$ , calculada en los distintos *gauge*, es decir,

$$J_\gamma^L|_{NCC1} - J_\gamma^L|_{CC1(0)} = \overline{\Phi}_N \frac{\omega^2}{q^2} \left[ (F_1 + F_2) \frac{\overline{Q}}{\omega} - F_2 \frac{E_N + \overline{E}}{2M_N} \left( 1 - \frac{\overline{\omega}}{\omega} \right) \right] \Phi_B \quad (12.2)$$

$$J_\gamma^L|_{NCC1} - J_\gamma^L|_{CC1(3)} = \overline{\Phi}_N \left[ (F_1 + F_2) \frac{\overline{Q}}{\omega} - F_2 \frac{E_N + \overline{E}}{2M_N} \left( 1 - \frac{\overline{\omega}}{\omega} \right) \right] \Phi_B, \quad (12.3)$$

donde  $\Phi_N$  y  $\Phi_B$  representan la función de onda del nucleón emitido y ligado, respectivamente. Las expresiones equivalentes para el operador CC2 son:

$$J_\gamma^L|_{NCC2} - J_\gamma^L|_{CC2(0)} = \overline{\Phi}_N \frac{\omega^2}{q^2} F_1 \frac{\overline{Q}}{\omega} \Phi_i \quad (12.4)$$

$$J_\gamma^L|_{NCC2} - J_\gamma^L|_{CC2(3)} = \overline{\Phi}_N F_1 \frac{\overline{Q}}{\omega} \Phi_i. \quad (12.5)$$

En las expresiones (12.2) y (12.4) vemos que la diferencia entre la componente longitudinal de la corriente calculada en NCC1 y en CC1(0) es proporcional a un factor  $\omega^2/q^2$  (siempre menor que la unidad). Por el contrario, este factor no aparece en las expresiones (12.3, 12.5), lo cual explica que los efectos “*off-shell*” en esta situación resulten mucho más pronunciados.



### 12.1.2. Respuestas hadrónicas de interferencia

En esta sección presentamos y analizamos las respuestas hadrónicas de interferencia correspondientes a protones de la capa  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$  (figs. 12.3 y 12.4). Como se explicó en las secciones previas, las respuestas hadrónicas se construyen multiplicando las respuestas nucleónicas por la distribución de momentos correspondiente a las distintas contribuciones:  $N_{uu}$ ,  $N_{uv}$  y  $N_{vv}$ . En la Fig. 12.3 se estudian las diferencias introducidas en las respuestas debido a la elección del “*gauge*” y la prescripción de la corriente. Estos resultados son consistentes con los de las respuestas nucleónicas analizadas previamente. Obsérvese que las mayores discrepancias surgen al trabajar en el “*gauge*” de Weyl, siendo los resultados de Landau y Coulomb muy similares. Cabe destacar las enormes diferencias

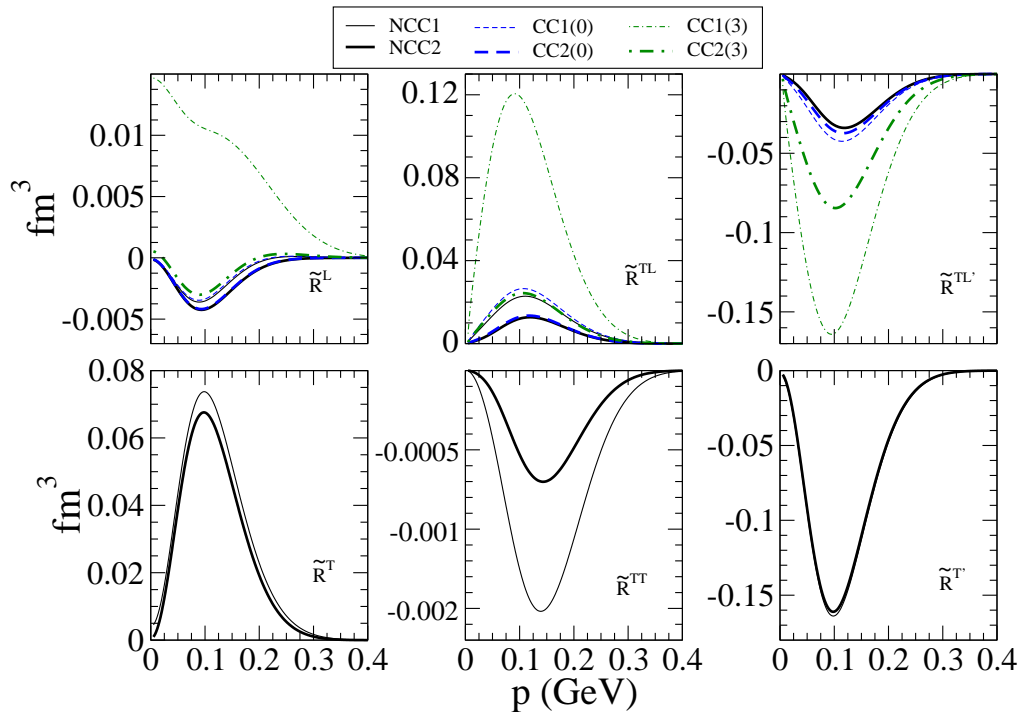


Figura 12.3: Respuestas hadrónicas calculadas en los distintos *gauge* y usando las dos prescripciones (CC1 y CC2) para la corriente (ver leyenda). Resultados correspondientes a la dispersión de un protón de la capa  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$ .

entre las respuestas al usar las prescripciones CC1(3) y CC2(3). Así, el comportamiento de la respuesta longitudinal,  $\tilde{R}^L$ , evaluada con la prescripción CC1(3), es completamente distinto al mostrado por el resto de las respuestas. Este resultado se explica por la magnitud de la componente nucleónica  $\tilde{\mathcal{R}}_{vv}^L$  (ver fig. 12.2), que domina claramente en todo el rango de momento considerado.

Recordemos que las ambigüedades “*gauge*” observadas en los resultados mostrados son una consecuencia directa de las aproximaciones consideradas en la descripción del proceso:

aproximación de impulso. Esto implica que la conservación de corriente (propiedad básica para la corriente EM) no se verifica. Por consiguiente, aún siendo conscientes de que no existen razones suficientemente sólidas para preferir una u otra prescripción, en el análisis que sigue centraremos nuestra atención en las prescripciones NCC1 y NCC2, es decir, el “*gauge*” de Landau. Los resultados para el “*gauge*” de Coulomb son muy similares, y la prescripción de Weyl la descartamos por las “enormes” diferencias introducidas, las cuales son incompatibles en algunos casos con los datos experimentales de observables EM: secciones eficaces, respuestas y asimetrías de polarización [U<sup>+</sup>01].

En la Fig. 12.4 comparamos la respuesta total con las contribuciones de las componentes  $uu$ ,  $uv$  y  $vv$ . En general, puede afirmarse que la contribución  $vv$  (línea verde de rayas y puntos) es despreciable en todos los casos. Esto es una consecuencia de que la distribución de momentos  $N_{vv}$  es en general un orden de magnitud menor que  $N_{uv}$  y dos o tres menor que  $N_{uu}$  (véase ref. [CDMU98a]). La importancia de la contribución  $uv$  (línea roja discontinua) depende de la respuesta concreta y de la prescripción que se considere. Como ya se comentó, el operador CC1 tiende a magnificar los efectos de las componentes inferiores de la función de onda. Por ello, en todas las respuestas se observa que la contribución relativista  $uv$  es más importante en los seis paneles superiores (NCC1) que en los inferiores (NCC2). Es destacable la importancia relativa de la contribución  $uv$  en las respuestas  $\tilde{R}^{TL}$ ,  $\tilde{R}^{TL'}$  y  $\tilde{R}^{TT}$ . Obsérvese que dicha contribución es incluso superior al resultado procedente exclusivamente de las componentes positivas ( $uu$ ) en el caso de la corriente CC1 y respuestas:  $\tilde{R}^{TL}$  y  $\tilde{R}^{TT}$  (paneles centrales superiores).

En la Fig. 12.5 se presenta el mismo tipo de resultados que en la Fig. 12.4 pero para el caso de dispersión de un neutrón. Como puede observarse, los resultados son equivalentes a los comentados en el caso previo. De forma cualitativa, esta equivalencia entre las respuestas de interferencia para protones y neutrones puede entenderse a partir de la expresión dada en (5.55). Teniendo en cuenta la pequeñez del factor de forma eléctrico del neutrón,  $G_E^n$ , y considerando la aproximación:  $(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \approx 0.075$ , podemos expresar:

$$\tilde{G}_M^{p,n} \approx -G_M^{m,p}, \quad \tilde{G}_E^n \approx -G_E^p, \quad \text{y} \quad \tilde{G}_E^p \approx 0.075 G_E^p - G_E^n. \quad (12.6)$$

Con estos resultados, la contribución principal de las respuestas de interferencia longitudinal y transversal puede escribirse:

$$\tilde{R}_p^T \sim \tilde{G}_M^p G_M^p \approx -G_M^n G_M^p, \quad (12.7)$$

$$\tilde{R}_n^T \sim \tilde{G}_M^n G_M^m \approx -G_M^p G_M^m, \quad (12.8)$$

$$\tilde{R}_p^L \sim \tilde{G}_E^p G_E^p \approx 0.075 G_E^p G_E^p - G_E^n G_E^p, \quad (12.9)$$

$$\tilde{R}_n^L \sim \tilde{G}_E^n G_E^m \approx -G_E^p G_E^m, \quad (12.10)$$

de forma que  $\tilde{R}_p^T \approx \tilde{R}_n^T$ . Asimismo, puede concluirse que la respuesta  $\tilde{R}_n^L$  y  $\tilde{R}_p^L$  serán considerablemente menores que el resto. Argumentos similares pueden aplicarse al resto de respuestas.

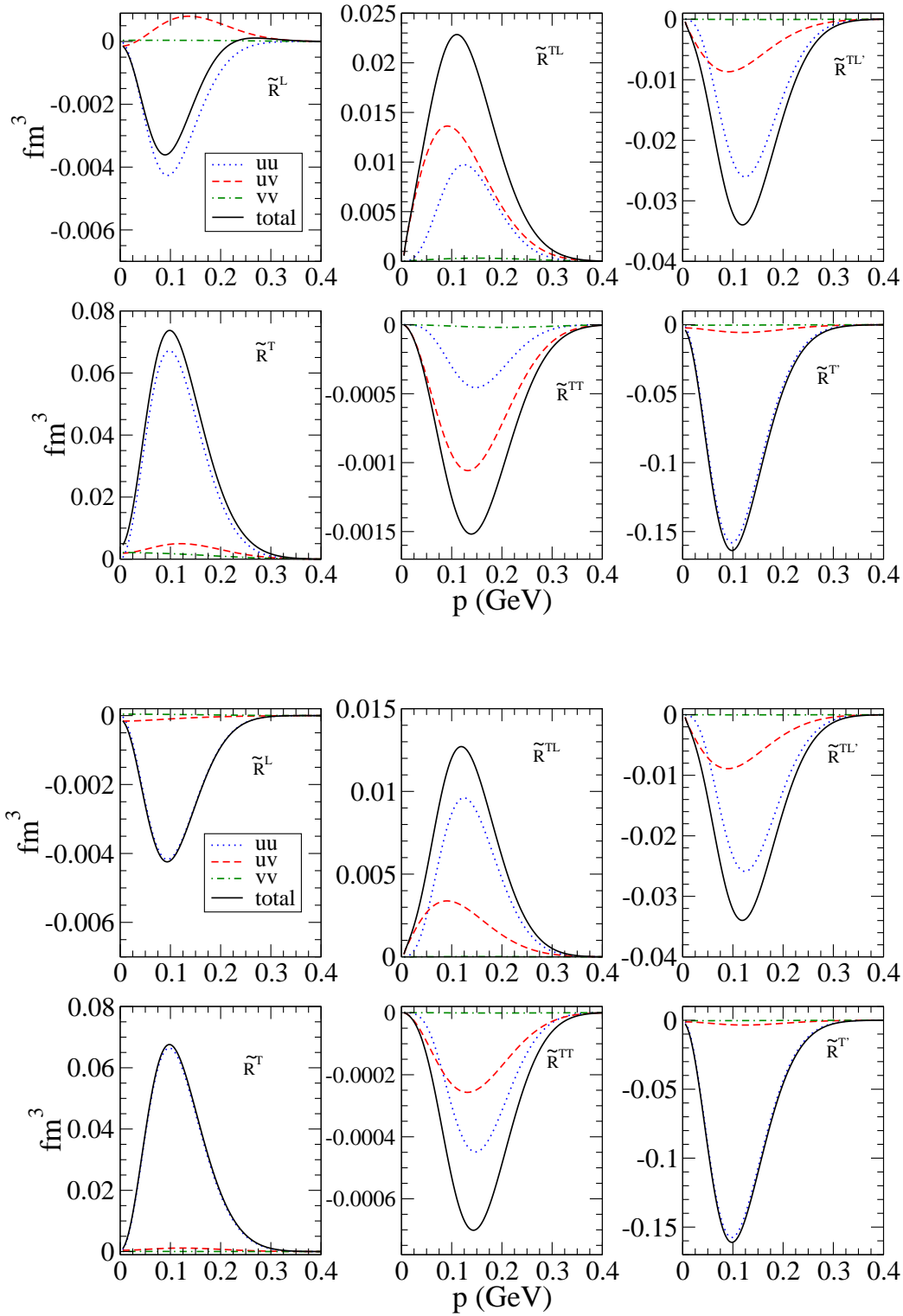


Figura 12.4: Contribución de las componentes  $uu$  (línea punteada azul),  $uv$  (discontinua roja) y  $vv$  (verde de puntos y rayas) a la respuesta hadrónica total (continua negra). La prescripción NCC1 ha sido empleada en los paneles superiores y NCC2 en los inferiores. Resultados correspondientes a la dispersión de un protón de la capa  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$ .

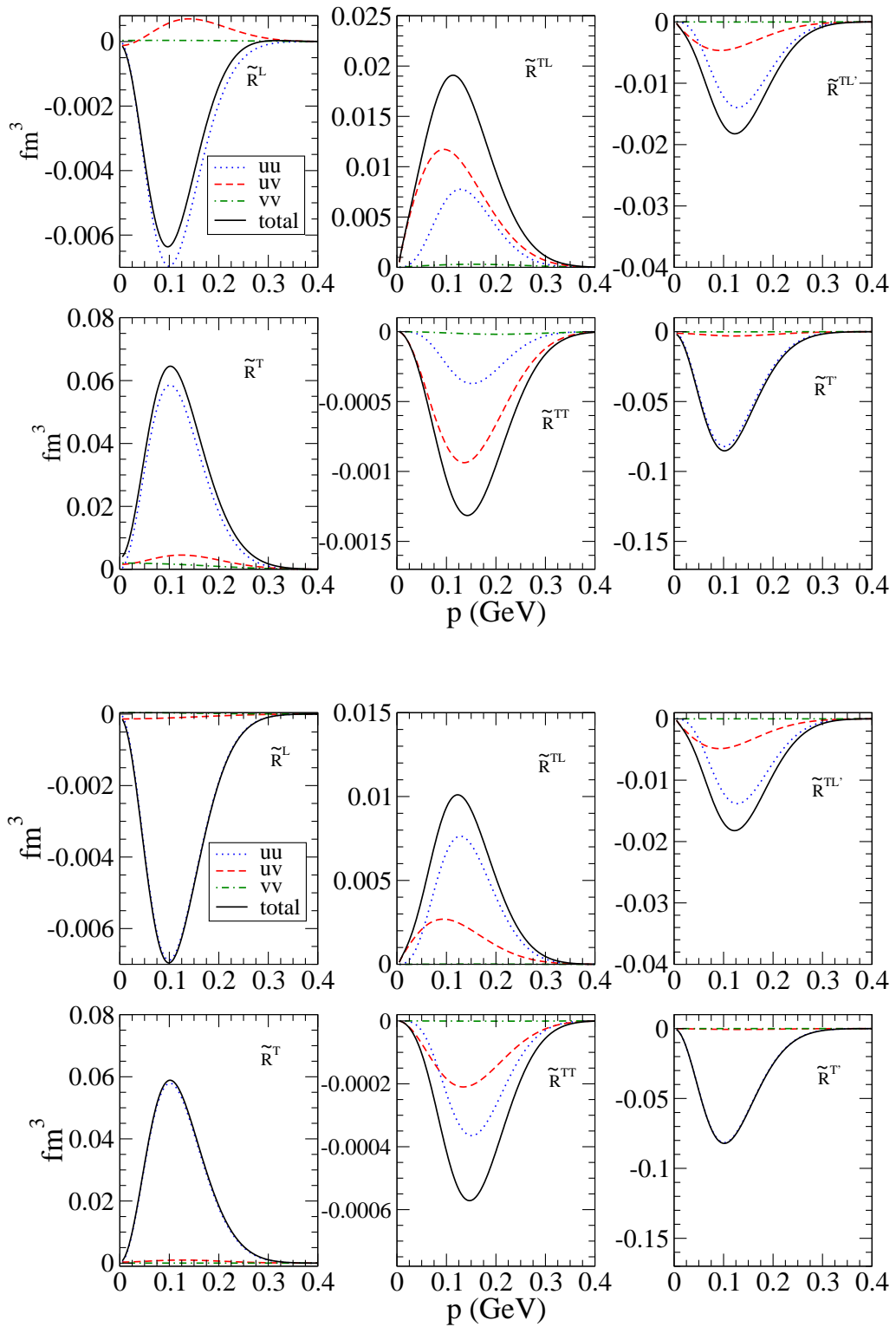


Figura 12.5: Como en la Fig. 12.4 pero los resultados corresponden a la dispersión de un neutrón de la capa  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$ . Para que resulte más fácil la comparación, se ha mantenido la misma escala que en la Fig. 12.4.

Por completitud, en la Fig. 12.6 mostramos el mismo tipo de resultados que en las figuras previas (12.4 y 12.5), pero en este caso los cálculos corresponden a la capa  $1p_{3/2}$  de protones del  $^{16}\text{O}$ . La comparación entre estos resultados y los de la capa  $1p_{1/2}$  (fig. 12.4) resulta interesante debido al hecho de que la componente inferior de la función de onda relativista para la capa  $1p_{1/2}$  presenta un comportamiento muy distinto (ver Fig. C.1). Por ello, para el estado  $1p_{1/2}$  cabe esperar una mayor dependencia de los observables con las componentes inferiores de la función de onda (véase ref. [CDMU98b] para más detalles). Este hecho es consistente con los resultados mostrados en las Figs. 12.4 y 12.6: la contribución relativa de las componentes  $uv$  en el caso  $1p_{3/2}$  (Fig. 12.6) es considerablemente menor que la correspondiente a la capa  $1p_{1/2}$  (Fig. 12.4).

## 12.2. Interacción de estados finales (FSI)

En esta sección analizamos el efecto de la interacción de estados finales en las respuestas exclusivas de interferencia. Los resultados obtenidos se presentan en la figura 12.7. <sup>(1)</sup> Como se explicó en la sección 11.4, una forma de describir este tipo de interacciones en procesos exclusivos es mediante el uso de potenciales ópticos relativistas ajustados a datos de dispersión elástica nucleón-núcleo. Éste es el procedimiento considerado en esta memoria. En concreto, en este trabajo nos restringimos al uso del potencial óptico EDAI-O, y consideramos la misma cinemática que en la aproximación de ondas planas, es decir, valores fijos para el momento y energía transferidos:  $q = 500$  MeV,  $\omega = 132$  MeV y situación coplanar, i.e.,  $\phi = 0$ .

Todos los resultados mostrados en la figura 12.7 corresponden al caso de un protón emitido desde el orbital  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$ . En los paneles superiores se comparan las respuestas hadrónicas de interferencia calculadas en la aproximación de ondas planas (RPWIA) y con interacción de estados finales (aproximación de ondas distorsionadas, i.e., RDWIA). Estos resultados muestran que la FSI produce una reducción significativa en las funciones de respuesta. La magnitud de dicha reducción (debida a la parte imaginaria del potencial óptico) depende de la respuesta concreta considerada, siendo mayor en el caso de las respuestas de interferencia longitudinal-transversal:  $\tilde{R}^{TL}$  y  $\tilde{R}^{TL'}$  (se reducen a la mitad). En el caso particular de  $\tilde{R}^{TT}$ , la FSI modifica completamente el comportamiento de la respuesta, cambiando incluso el signo de la misma en todo el rango de  $p$ . Es importante señalar que la contribución de la respuesta  $\tilde{R}^{TT}$  (junto a  $\tilde{R}^L$ ) es mínima; por consiguiente, resulta especialmente sensible a la distorsión del nucleón. Respecto a las diferencias asociadas al uso de uno u otro operador de corriente, CC1/CC2, los resultados en la figura 12.7 muestran un comportamiento similar en RPWIA y RDWIA.

---

<sup>1</sup>Nótese que únicamente en RPWIA se verifica  $p_m = p$ . Por lo tanto, para los resultados en RDWIA, debemos entender que  $p$  significa  $p_m$ .

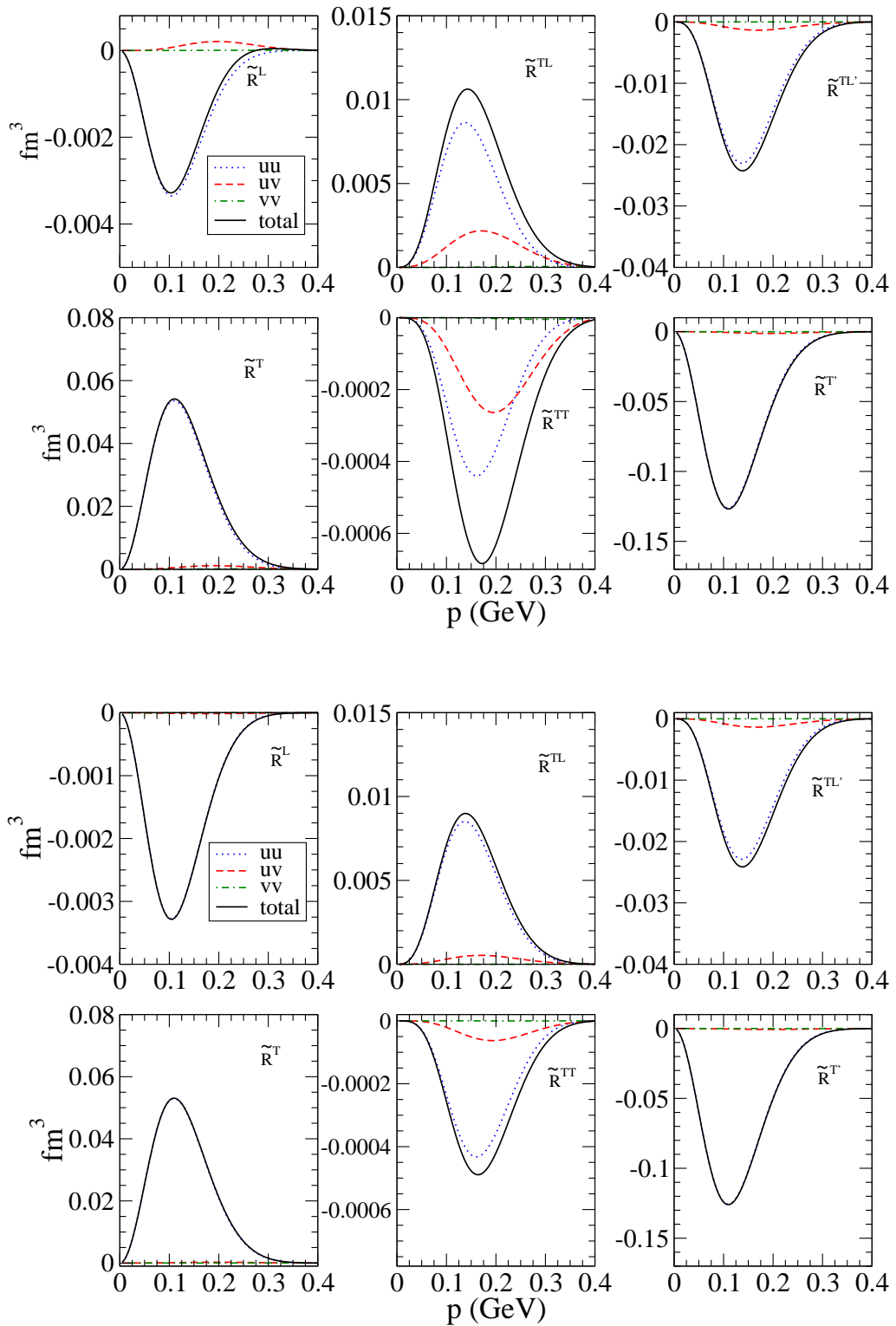


Figura 12.6: Como en la Fig. 12.4 pero los resultados corresponden a la dispersión de un protón de la capa  $1p_{3/2}$  del  $^{16}\text{O}$ .

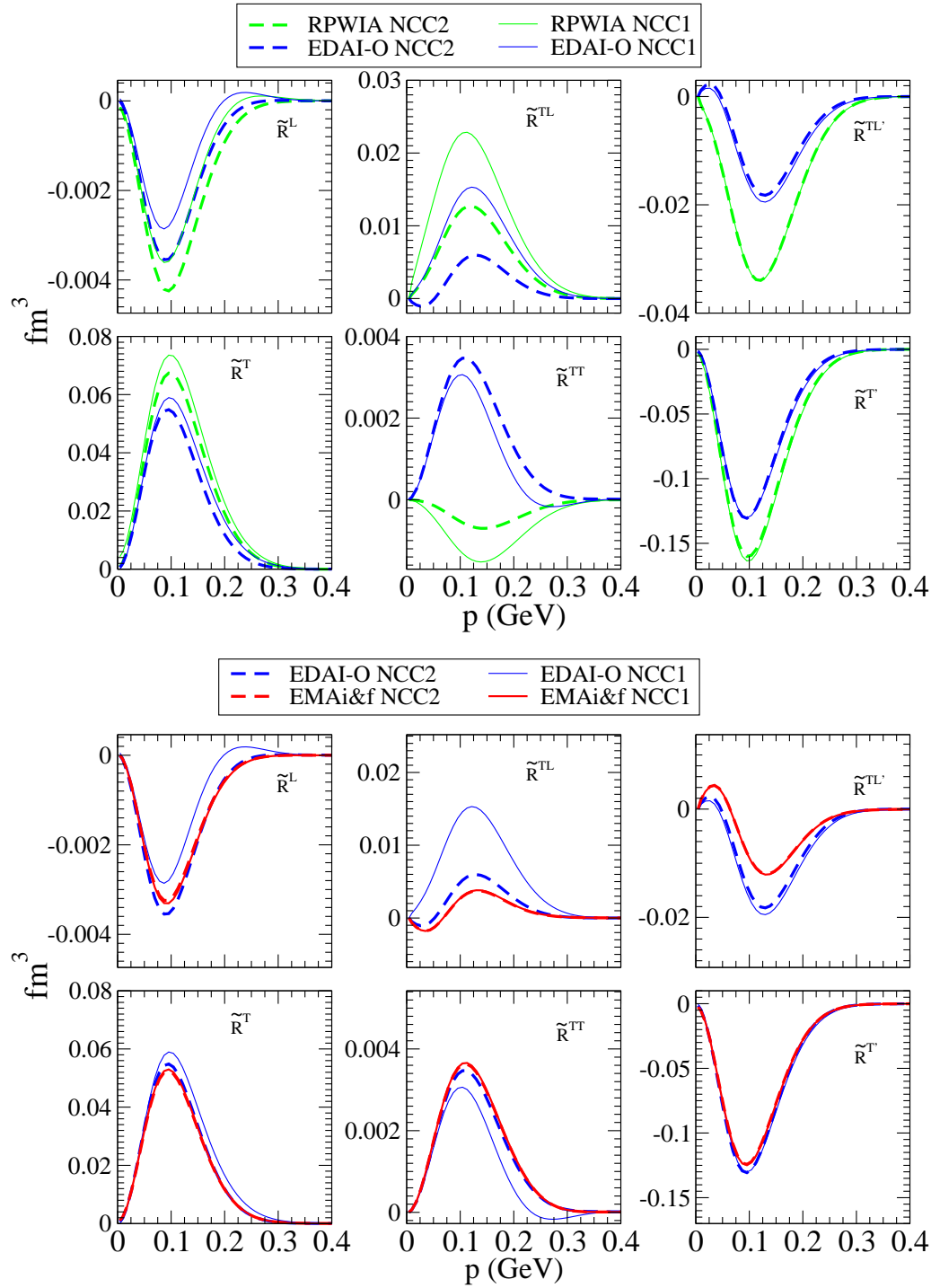


Figura 12.7: Respuestas hadrónicas exclusivas de interferencia correspondientes a la dispersión de un protón de la capa  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$ . En los paneles superiores comparamos los resultados en RPWIA (líneas verdes) y en RDWIA usando el potencial EDAI-O (líneas azules). En los paneles inferiores se comparan los resultados en RDWIA con el potencial EDAI-O (líneas azules) con los correspondientes en EMA (líneas rojas; ver texto para detalles).

El estudio de los efectos relativistas dinámicos en el contexto de la aproximación RDWIA se muestra a través de los resultados presentados en los paneles inferiores de la figura 12.7. En la sección previa estudiamos en detalle tales efectos en RPWIA descomponiendo las respuestas en sus contribuciones  $uu$ ,  $uv$  y  $vv$ . Aunque no es posible realizar analíticamente dicha separación en la aproximación RDWIA, sí podemos estimar (numéricamente) el efecto de las componentes inferiores en la función de onda del nucleón, tanto en su estado ligado (análogo al caso RPWIA) como para el estado en el continuo. Los seis paneles inferiores de la figura 12.7 muestran una comparación entre los resultados obtenidos en RDWIA y los correspondientes a la denominada “*aproximación efectiva de momento asintótico sin potencial escalar ni vector (EMA-noSV)*” [Kel97, Kel99, U<sup>+</sup>95, U<sup>+</sup>01, V<sup>+</sup>04]. Esta aproximación, que denotaremos simplemente EMA, consiste en reconstruir la función de onda del nucleón ligado y/o emitido imponiendo que la relación entre las componentes superiores e inferiores sea la misma que se cumple para espinos libres, es decir,

$$\psi_d(\mathbf{p}) = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_{as}}{E_{as} + M_N} \psi_u(\mathbf{p}), \quad (12.11)$$

donde  $\psi_d$  ( $\psi_u$ ) representan las componentes inferiores (superiores) de la función de onda del nucleón. Los términos  $E_{as}$  y  $\mathbf{p}_{as}$  representan la energía y momento asintóticos del nucleón, de forma que  $E_{as}^2 = M_N^2 + p_{as}^2$ . En los resultados de la figura, la aproximación EMA se ha aplicado tanto para la función de onda del nucleón ligado como para la del nucleón emitido (etiquetado en la leyenda como EMAi&f); así, para el nucleón emitido se tiene  $\mathbf{p}_{as} \equiv \mathbf{p}_N$  y para el nucleón ligado,  $\mathbf{p}_{as} \equiv \mathbf{p}_N - \mathbf{q}$  <sup>(2)</sup>.

Para finalizar, es importante hacer notar que al proyectar sobre estados de energía positiva (EMA), la discrepancia entre los resultados correspondientes a los operadores CC1 y CC2 se debe exclusivamente al uso de las variables “*off-shell*”. Esto explica, como puede observarse en los paneles inferiores de la figura 12.7, que dichas diferencias prácticamente desaparezcan en la situación cinemática considerada (región próxima al centro del pico cuasielástico).

### 12.3. Asimetría de helicidad exclusiva

Al igual que en el caso de dispersión de electrones por protones libres (Parte II), definimos una asimetría de helicidad *exclusiva* asociada al proceso  $A(\vec{e}, e'N)B$ :

$$\mathcal{A}_{\text{excl}} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \quad (12.12)$$

---

<sup>2</sup>En esta aproximación (EMA), a diferencia de cuando se proyecta, las componentes superiores del cuadri-spinor no varían respecto a la solución *completa* de la ecuación de Dirac. A pesar de ello, en el contexto de RPWIA, esta aproximación es prácticamente equivalente a proyectar en la base de espinos  $u$ 's (nótese que  $\alpha_k(p) \approx g_k(p)$ , ver ec. (D.11)).



En este caso,  $\sigma^{+/-}$  representa la sección eficaz diferencial exclusiva con helicidad del electrón incidente positiva/negativa (11.62).

En general, a partir de la expresión de la sección eficaz diferencial dada en (11.42), vemos que la asimetría de helicidad en (12.12) puede dividirse en una contribución puramente EM,  $\mathcal{A}_{excl}^{EM}$ , y otra que proviene de los términos de interferencia,  $\mathcal{A}_{excl}^{WNC}$  ( $WNC \equiv$  “*Weak Neutral Current*”):

$$\mathcal{A}_{excl}(\theta_e, q, \omega, E_m, \phi, p) = \mathcal{A}_{excl}^{EM}(\theta_e, q, \omega, E_m, \phi, p) + \mathcal{A}_{excl}^{WNC}(\theta_e, q, \omega, E_m, \phi, p), \quad (12.13)$$

donde hemos expresado explícitamente la dependencia de la asimetría con las diversas variables cinemáticas. En términos de las funciones de respuesta, la contribución  $\mathcal{A}_{excl}^{WNC}$  se escribe en la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{excl}^{WNC} &= \frac{\mathcal{A}_0}{2\mathcal{G}^2} \left[ a_A \left( v_L \tilde{R}^L + v_T \tilde{R}^T + v_{TT} \tilde{R}^{TT} + v_{TL} \tilde{R}^{TL} \right) \right. \\ &\quad \left. - a_V \left( v_{T'} \tilde{R}^{T'} + v_{TL'} \tilde{R}^{TL'} \right) \right], \end{aligned} \quad (12.14)$$

donde hemos introducido la función  $\mathcal{G}^2 \approx v_L R^L + v_T R^T + v_{TT} R^{TT} + v_{TL} R^{TL}$  <sup>(3)</sup>.

Por otra parte, la contribución puramente electromagnética,  $\mathcal{A}_{excl}^{EM}$ , viene dada en función de la quinta respuesta,  $R^{TL'}$ , en la forma:

$$\mathcal{A}_{excl}^{EM} = \frac{v_{TL'} R^{TL'}}{\mathcal{G}^2}. \quad (12.15)$$

Recordemos que en la aproximación RPWIA, es decir, sin tener en cuenta interacción de estados finales, el tensor hadrónico EM es puramente simétrico, y por consiguiente,  $R^{TL'} = 0$ . Así pues, la presencia de dicha respuesta es consecuencia directa de la FSI. Esto significa que dicho término en la asimetría de helicidad sólo contribuye cuando la FSI se incorpora en la descripción del proceso. Por otra parte, como se discutió en la sección 11.2, la dependencia de la respuesta  $R^{TL'}$  con el ángulo acimutal viene dada simplemente a través de la función  $\sin \phi$  (11.36). Por lo tanto, en el límite de cinemática estrictamente coplanar, i.e.,  $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ , la contribución de la quinta respuesta EM es nula, independientemente de la aproximación, RPWIA o RDWIA, considerada en el análisis. En dicha situación, un valor no nulo de la asimetría *exclusiva* de helicidad será un reflejo de las respuestas de interferencia  $\gamma - Z$ .

En las secciones que siguen presentamos un breve estudio de la asimetría de helicidad exclusiva. En primer lugar, nos centramos en cinemática coplanar,  $\phi = 0$ , y resultados en RPWIA. El objetivo es estudiar la sensibilidad de este observable con los efectos relativistas (contribuciones  $uv$  y  $vv$ ) y con las distintas prescripciones del operador de

---

<sup>3</sup>Al igual que en la asimetría del proceso  $(\bar{e}, e'p)$ , en la función  $\mathcal{G}^2$  se ha despreciado la contribución de las respuestas de interferencia por ser en general cinco órdenes de magnitud menor que las EM.

corriente (CC1 *vs* CC2). Posteriormente, evaluamos  $\mathcal{A}_{excl}$  en presencia de interacción de estados finales (RDWIA). Por último, analizamos también la situación  $\phi \neq 0$ . Obsérvese que en este caso, la quinta respuesta EM aparece en presencia de FSI. Así pues, nuestro interés es determinar hasta qué punto es posible extraer información sobre las respuestas de interferencia a partir de una medida de la asimetría de helicidad.<sup>4</sup>

### 12.3.1. Cinemática coplanar: $\phi = 0$

Como se ha mencionado, para  $\phi = 0$  la asimetría exclusiva se reduce a  $\mathcal{A}_{excl} = \mathcal{A}_{excl}^{WNC}$  y, por tanto, viene dada por la expresión (12.14). En RPWIA, y proyección en estados de energías positivas, las funciones de respuesta hadrónicas factorizan en producto de las correspondientes respuestas nucleónicas (descritas en detalle en el apéndice D) y la componente de la distribución de momentos  $N_{uu}$ . Así pues, toda la dependencia en la función de onda del nucleón ligado (a través de  $N_{uu}$ ) se cancela en la asimetría de helicidad.

En la Fig. 12.8 representamos la asimetría de helicidad calculada para la capa  $1p_{1/2}$  de protones. La cinemática seleccionada corresponde a  $q = 500$  MeV,  $\omega = 132$  MeV,  $\phi = 0$  y dos valores del ángulo leptónico:  $\theta_e = 15^\circ$  (dispersión hacia delante; paneles de la izquierda), y  $\theta_e = 140^\circ$  (dispersión hacia atrás; paneles de la derecha). En los paneles superiores e inferiores se han usado las prescripciones de la corriente NCC1 y NCC2, respectivamente.

Los resultados en RPWIA se muestran con líneas negras (respuestas totales) y azules (proyección en energías positivas). La comparación entre ambas aproximaciones pone de manifiesto claramente la influencia de las componentes inferiores de la función de onda del nucleón ligado. En la región de  $p$  en la que las respuestas adquieren sus valores máximos, i.e.,  $20 < p < 250$  MeV, la asimetría presenta un comportamiento bastante estable siendo difícil diferenciar el resultado proyectado y sin proyectar. Sin embargo, para valores mayores del momento ( $p \geq 250$  MeV), la contribución de las componentes de energía negativa empieza a ser importante y la dispersión entre las curvas correspondientes a la asimetría total y el resultado proyectado se hace notable. Esta discusión es aplicable tanto en el caso de dispersión hacia adelante como en el de dispersión hacia atrás.

Otro aspecto a destacar son los efectos relacionados con la elección del operador de corriente, i.e., NCC1 *vs* NCC2. En el caso proyectado las diferencias son despreciables; sin embargo, cuando se incluyen los efectos de las contribuciones relativistas  $vv$  y, en especial, los términos cruzados  $uv$ , tales diferencias se hacen muy significativas en la región de momentos altos, alcanzando un factor  $\sim 4$  en el caso de dispersión hacia adelante, y  $\sim 2$  en dispersión hacia atrás. Además, dichas contribuciones son las responsables del

---

<sup>4</sup>Nótese que para  $\phi \neq 0$  la contribución de  $R^{TL}$  en la asimetría puede “ocultar” toda información relativa a las respuestas de interferencia en  $\mathcal{A}_{excl}$ .

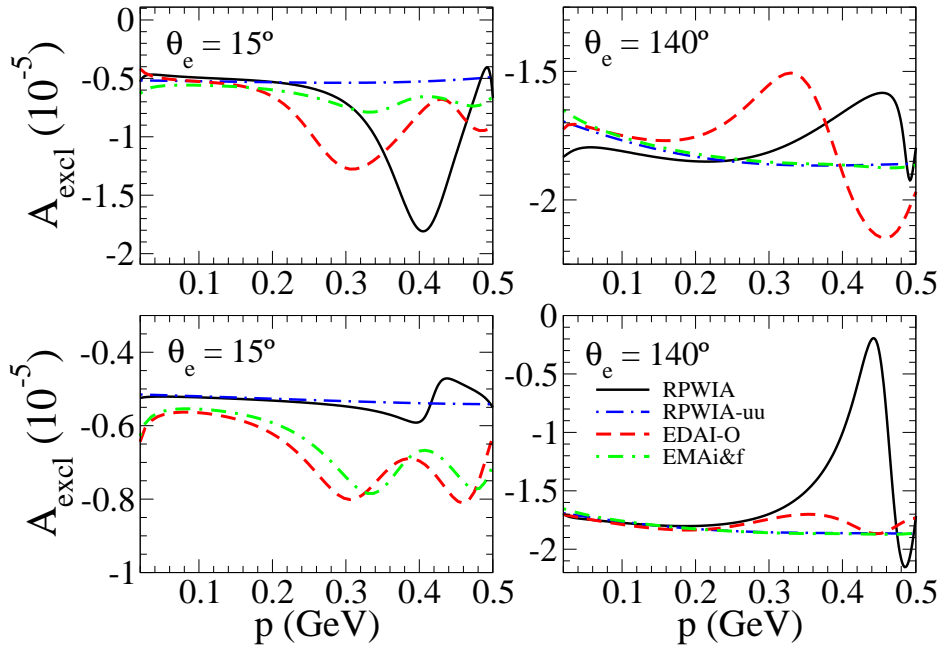


Figura 12.8:  $\mathcal{A}_{excl}$  para la capa  $1p_{1/2}$  de protones. El momento y energía transferidos se han fijado a los valores:  $q = 0.5$  GeV,  $\omega = 0.132$  GeV. Los paneles de la izquierda corresponden al caso de ángulos de dispersión hacia adelante,  $\theta_e = 15^\circ$ , y los paneles de la derecha a ángulos de dispersión hacia atrás  $\theta_e = 140^\circ$ . Se ha fijado  $\phi = 0^\circ$ . En los paneles superiores (inferiores) se ha empleado la prescripción NCC1 (NCC2) para la corriente. Se presentan cuatro curvas en cada panel, de forma que puede estudiarse el impacto en este observable de los siguientes ingredientes: efectos de las componentes de energía negativa de las funciones de onda (RPWIA *vs* RPWIA-*uu* y EDAI-O *vs* EMA) y efectos derivados de la FSI (RPWIA *vs* RDWIA). De la comparación entre los resultados de los paneles superiores e inferiores puede estimarse el efecto de la elección del operador de corriente (NCC1 *vs* NCC2). Ver leyenda y texto para más detalles.

comportamiento “oscilante” que muestra la asimetría. Por el contrario, en la región de  $p$  en torno al máximo de las respuestas, la discrepancia entre los distintos resultados es muy pequeña.

En la Fig. 12.8 también se muestran resultados con FSI. Comparemos la asimetría  $\mathcal{A}_{excl}$  calculada en RPWIA (líneas negras), RDWIA (líneas rojas) y EMA (líneas verdes). En general, se observa que en la región  $p \sim 0.1$  (máximos de las respuestas), las tres aproximaciones producen resultados muy similares. Aunque no se muestra en la figura, también se ha estudiado el efecto en la asimetría de imponer o no conservación de corriente, es decir, considerar el *gauge* de Landau *vs* Coulomb. En el caso de dispersión hacia atrás, las diferencias son despreciables. Por el contrario, tales discrepancias resultan significativas en dispersión hacia delante y valores grandes del momento  $p$  (nótese que en esta región

las respuestas son prácticamente nulas).

Por último, cabe mencionar que las conclusiones obtenidas del análisis de la Fig. 12.8, resultan válidas para otras situaciones cinemáticas (en torno al pico cuasielástico) caracterizadas por distintos valores de  $q$  y  $\omega$ .

### 12.3.2. Cinemática no coplanar: $\phi \neq 0$

Como se ha mencionado en secciones previas, como consecuencia de la incorporación de FSI en la descripción del proceso de dispersión, surge la denominada quinta respuesta EM,  $R^{TL'}$ . La contribución de dicha respuesta requiere, además de FSI, cinemática no coplanar ( $\phi \neq 0$ ). Por otra parte,  $R^{TL'}$  va ligada a la medida o determinación del estado de helicidad del electrón incidente. Por consiguiente, puede producir una contribución significativa no nula en el numerador de la asimetría de helicidad.

En la discusión que sigue analizamos en determinadas situaciones cinemáticas el posible impacto de la respuesta EM en la asimetría y su comparación con la contribución procedente exclusivamente de las respuestas de interferencia  $\gamma - Z$ . Puesto que las respuestas EM, incluyendo  $R^{TL'}$ , son en general varios órdenes de magnitud mayores que las de interferencia, hemos considerado varias cinemáticas próximas a la situación coplanar, en la cual,  $R^{TL'} = 0$ . El interés de este estudio es estimar qué precisión en la medida del ángulo acimutal,  $\phi$ , sería necesaria para aislar la contribución de las respuestas de interferencia, y de este modo, extraer información sobre la estructura electrodébil de los nucleones. Por simplicidad, todos los resultados que se muestran corresponden a la prescripción NCC2. La discusión y conclusiones que se derivan del análisis que sigue son válidas también para el operador CC1.

Consideremos, por ejemplo, el caso  $\sin \phi = 1$ , i.e.,  $\phi = 90^\circ$ . En esta situación, la contribución EM domina completamente en la asimetría de helicidad exclusiva (aproximadamente cinco órdenes de magnitud mayor que la de interferencia). Así pues,  $\mathcal{A}_{excl} \approx \mathcal{A}_{excl}^{EM}$ , y la única posibilidad para estudiar las respuestas de interferencia es disminuir el valor de  $\phi$  (haciéndole tender a cero). En los paneles superiores de la figura 12.9 representamos  $\mathcal{A}_{excl}$  (línea negra) y sus contribuciones  $\mathcal{A}_{excl}^{EM}$  (línea roja) y  $\mathcal{A}_{excl}^{WNC}$  (línea discontinua azul) para  $\phi = 0.01^\circ$ . En esta situación, puede observarse que tanto en dispersión hacia adelante (panel de la izquierda) como hacia atrás (panel de la derecha) la contribución EM sigue siendo claramente dominante.

En los paneles inferiores se muestran los resultados correspondientes a  $\phi = 0.001^\circ$ . Para este valor extremadamente pequeño de  $\phi$ , la contribución de interferencia domina, resultando el término EM aproximadamente un orden de magnitud menor. Es interesante comentar que, al contrario que  $\mathcal{A}_{excl}^{EM}$ , la contribución de interferencia  $\mathcal{A}_{excl}^{WNC}$  es prácticamente independiente de  $\phi$  cuando  $\phi \rightarrow 0$ . Por otra parte, independientemente de su magnitud, la contribución  $\mathcal{A}_{excl}^{EM}$  presenta una mayor sensibilidad con el momento

$p$ , siendo responsable del comportamiento general *oscilante* mostrado por la asimetría de helicidad.

Del análisis previo se concluye que para poder extraer información sobre las respuestas de interferencia a través de una medida experimental de la asimetría de helicidad exclusiva, se necesita fijar cinemática coplanar con una precisión en el ángulo  $\phi$  del orden (como máximo) de la milésima de grado. En cualquier otra situación, la asimetría observada muestra esencialmente efectos ligados a respuestas exclusivamente electromagnéticas.

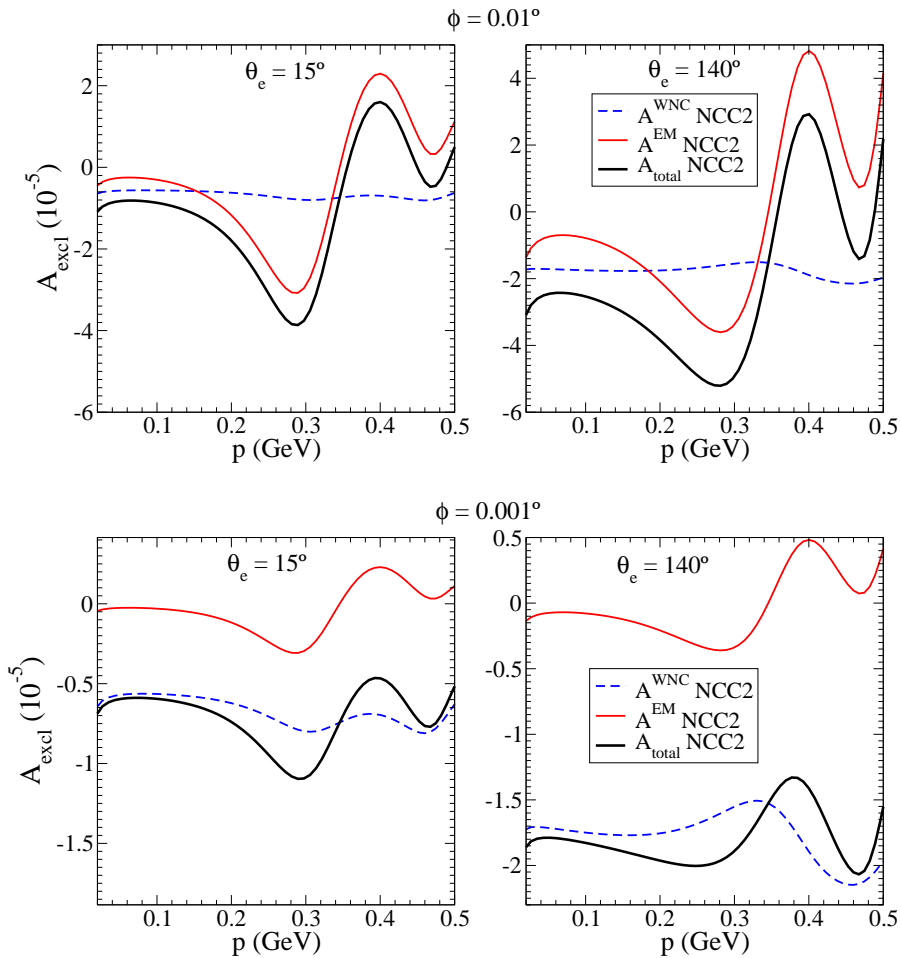


Figura 12.9: Asimetría de helicidad exclusiva para la capa  $1p_{1/2}$  de protones del  $^{16}\text{O}$  calculada en RDWIA y con la prescripción NCC2. Los paneles superiores corresponden a un ángulo  $\phi = 0.01^\circ$ , los inferiores a  $\phi = 0.001^\circ$ . En los paneles de la izquierda se representa el caso de dispersión hacia adelante y en los de la derecha dispersión hacia atrás.

# Capítulo 13

## Análisis de los resultados inclusivos

En este capítulo centramos nuestra atención en los observables, respuestas nucleares y asimetría de helicidad, asociados al proceso inclusivo:  $A(\vec{e}, e')B$ . Como se ha comentado en alguna sección previa, y se discutirá en detalle en los resultados que siguen, el análisis del fenómeno de violación de paridad en el régimen cuasielástico cobra todo su sentido para procesos inclusivos. Sólo en esta situación, ninguna respuesta EM interviene en el numerador de la asimetría de helicidad, y por consiguiente, un valor no nulo de la misma es consecuencia directa de la interacción débil entre el electrón y el núcleo blanco.

Así pues, realizamos un estudio detallado de la asimetría PV con el objetivo fundamental de obtener información sobre la estructura electrodébil del nucleón. Para ello, resulta esencial evaluar los efectos de los ingredientes no nucleónicos que intervienen en este observable; en especial, los efectos asociados a la interacción de estados finales (FSI), efectos dinámicos relativistas y las incertidumbres derivadas del tratamiento del vértice hadrónico (efectos *off-shell*). En este capítulo evaluamos tales incertidumbres, y las comparamos con aquéllas que provienen de la descripción de la estructura del nucleón, es decir, de los factores de forma.

### 13.1. Asimetría de helicidad inclusiva

La asimetría de helicidad (o asimetría de violación de paridad) cuasielástica inclusiva se define como,

$$\mathcal{A}_{QE}^{PV} \equiv \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \quad (13.1)$$

En este caso,  $\sigma^\pm$  representa la sección eficaz diferencial inclusiva asociada al proceso cuasielástico  $A(\vec{e}, e')B$  para helicidad positiva/negativa del electrón incidente (véase sección 11.3). Haciendo uso del resultado (11.43), la asimetría de helicidad puede escribirse

en función de las respuestas nucleares en la siguiente forma:

$$\mathcal{A}_{QE}^{PV} \approx \frac{\mathcal{A}_0}{2\mathcal{G}^2} \left[ a_A(v_L \tilde{R}^L + v_T \tilde{R}^T) - a_V v_{T'} \tilde{R}^{T'} \right], \quad (13.2)$$

donde  $\mathcal{G}^2 \approx v_L R^L + v_T R^T$ . Como es habitual, en la expresión de  $\mathcal{G}^2$  hemos despreciado la contribución de las respuestas de interferencia frente a las puramente EM.

Obsérvese que  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  es sólo distinta de cero debido a la contribución de interferencia. Suponiendo conocidas las respuestas EM que aparecen en el denominador, el estudio de la asimetría nos da acceso directo a las respuestas de interferencia, y consiguientemente, a la estructura electrodébil del nucleón. En las secciones que siguen presentamos un estudio de este observable, analizando su sensibilidad con los diversos ingredientes que intervienen en la descripción del proceso: dependencia con el modelo nuclear, ambigüedades asociadas al carácter *off-shell* de los nucleones y, por último, efecto de los factores de forma del nucleón. El estudio se realiza para diversas situaciones cinemáticas.

### 13.1.1. Descomposición de la asimetría

Con objeto de simplificar el análisis de los resultados, descomponemos la asimetría como suma de las tres contribuciones proporcionales a las respuestas longitudinal,  $\mathcal{A}_L$ , transversal simétrica,  $\mathcal{A}_T$ , y transversal antisimétrica,  $\mathcal{A}_{T'}$ :

$$\mathcal{A}^{PV} = \mathcal{A}_L + \mathcal{A}_T + \mathcal{A}_{T'}, \quad (13.3)$$

donde

$$\mathcal{A}_L = \frac{\mathcal{A}_0}{2\mathcal{G}^2} a_A v_L \tilde{R}^L, \quad \mathcal{A}_T = \frac{\mathcal{A}_0}{2\mathcal{G}^2} a_A v_T \tilde{R}^T, \quad \mathcal{A}_{T'} = -\frac{\mathcal{A}_0}{2\mathcal{G}^2} a_V v_{T'} \tilde{R}^{T'}. \quad (13.4)$$

En la figura 13.1 presentamos la asimetría total y sus tres contribuciones en función de la energía transferida,  $\omega$ . Como puede observarse, tanto en dispersión hacia adelante ( $\theta_e = 15^\circ$ , paneles de la izquierda) como en dispersión hacia atrás ( $\theta_e = 140^\circ$ , paneles de la derecha), la contribución dominante es  $\mathcal{A}_T$ , siendo prácticamente un orden de magnitud mayor que la segunda contribución en importancia:  $\mathcal{A}_L$  en dispersión hacia adelante y  $\mathcal{A}_{T'}$  en dispersión hacia atrás. Además, nótese que  $\mathcal{A}_{T'}$  es prácticamente despreciable en el caso de dispersión hacia adelante, y análogamente,  $\mathcal{A}_L$  en dispersión hacia atrás. Estos resultados son válidos para los dos valores del momento transferido seleccionados:  $q = 500$  MeV (paneles superiores) y  $q = 1000$  MeV (paneles inferiores), y pueden explicarse fácilmente considerando los siguientes argumentos:

- Para  $\theta_e \rightarrow 180^\circ$  resulta (ver ecs. (11.15, 11.16, 11.19)):  $v_T \gg v_L$  y  $v_T \approx v_{T'}$  (nótese que  $v_T \sim \tan^2 \theta_e / 2$  y  $v_L$  es independiente de  $\theta_e$ ). Por ello, en dispersión hacia atrás la componente longitudinal,  $\mathcal{A}_L$ , es despreciable frente al resto.

- Para  $\theta_e \rightarrow 0^\circ$ , el factor cinemático transversal  $v_{T'}$  tiende a cero puesto que es proporcional a  $\tan \theta_e/2$ . Así, la componente  $\mathcal{A}_{T'}$  en dispersión hacia adelante tiende a anularse.
- Por otro lado, la contribución  $\mathcal{A}_{T'}$  es proporcional a la constante de acoplamiento débil  $a_V \approx -0.075$ . Por ello, a pesar de que en dispersión hacia atrás, los términos  $v_T \tilde{R}^T$  y  $v_{T'} \tilde{R}^{T'}$  son del mismo orden, el efecto de  $a_V$  provoca que  $\mathcal{A}_T \gg \mathcal{A}_{T'}$ .
- Por último, en dispersión hacia adelante  $v_T$  y  $v_L$  son del mismo orden, sin embargo,  $\mathcal{A}_T \gg \mathcal{A}_L$ . Este resultado se debe a que la respuesta longitudinal,  $\tilde{R}^L$ , es, como veremos a continuación, aproximadamente un orden de magnitud menor que la respuesta transversal,  $\tilde{R}^T$  (en la cinemática estudiada en este trabajo).

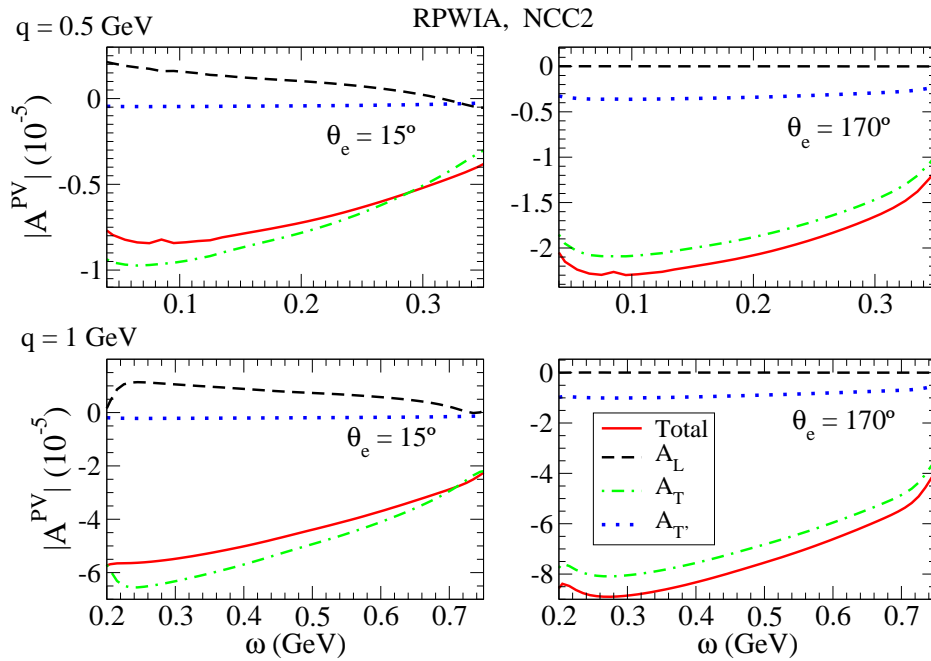


Figura 13.1: Asimetría de helicidad inclusiva (línea roja) y sus componentes longitudinal (L, línea negra discontinua), transversal simétrica (T, línea verde discontinua con puntos) y transversal antisimétrica (T', línea azul punteada). En los paneles superiores  $q = 0.5$  GeV y en los inferiores  $q = 1$  GeV. En los paneles de la izquierda se representa el caso de dispersión hacia adelante,  $\theta_e = 15^\circ$ , en los de la derecha dispersión hacia atrás,  $\theta_e = 140^\circ$ . Se ha usado la prescripción NCC2 para la corriente y el modelo RPWIA.

Con el objetivo de explorar la dependencia de las respuestas y, por consiguiente, de las distintas componentes de la asimetría ( $L$ ,  $T$  y  $T'$ ), con los factores de forma del nucleón para los modelos nucleares que se usan en este trabajo, en la Fig. 13.2 estudiamos la influencia del factor de forma débil eléctrico en las respuestas  $\tilde{R}^T$  y  $\tilde{R}^{T'}$ .



Para ello, comparamos el resultado global (línea negra) con el que se obtiene eliminando la contribución de dicho factor de forma, es decir, haciendo  $\tilde{G}_E = 0$  (línea roja discontinua). Se observa un efecto inferior al 0.02% para la respuesta  $\tilde{R}^T$  y estrictamente nulo en  $\tilde{R}^{T'}$  (esta respuesta es independiente de  $\tilde{G}_E$ ).

De modo similar, analizamos el efecto en la respuesta  $\tilde{R}^L$  de la contribución débil magnética. Para ello, comparamos la respuesta global con el resultado de eliminar la contribución magnética, i.e.,  $\tilde{G}_M = 0$  (línea negra y línea azul discontinua, respectivamente). Nótese que la magnitud de  $\tilde{R}^L$  es muy pequeña (ver discusión más adelante), y consiguientemente, el efecto introducido por la contribución débil magnética es significativo, del orden de  $\sim 17\%$  en el máximo de la respuesta.

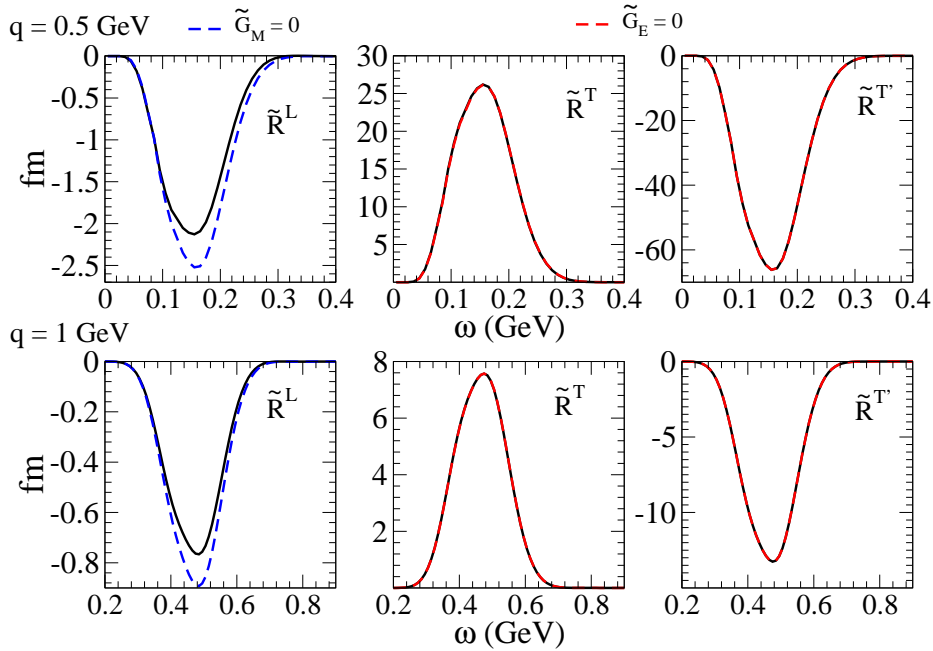


Figura 13.2: Respuestas de interferencia calculadas con la prescripción NCC2 y el modelo RPWIA. Se estudia la contribución débil magnética en la respuesta longitudinal y la contribución débil eléctrica en las respuestas transversales (ver texto).

Todos los resultados mostrados en la figura 13.2 corresponden a la aproximación RPWIA. En la figura 13.3 se presentan las mismas respuestas evaluadas con el modelo RMF-FSI, es decir, incorporando los efectos de la interacción de estados finales mediante el uso del modelo de campo medio relativista. En general, se observa que los resultados en RPWIA y RMF-FSI tienden a ser similares para  $q$  altos ( $q = 1$  GeV, paneles inferiores). Por el contrario, para valores más pequeños,  $q = 0.5$  GeV, la contribución débil magnética en la respuesta longitudinal,  $\tilde{R}^L$ , y la contribución débil eléctrica en la respuesta transversal,  $\tilde{R}^T$ , son del mismo orden:  $\sim 4\%$  (ver Fig. 13.3).

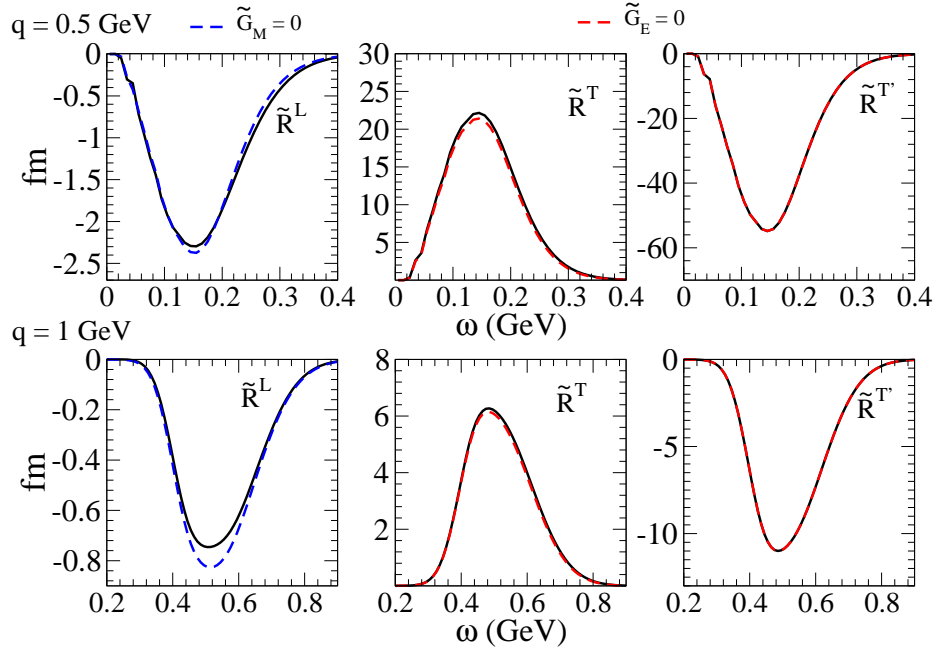


Figura 13.3: Como en Fig. 13.2 pero en este caso hemos usado el modelo RMF-FSI.

En resumen, del análisis de las Figs. 13.2 y 13.3 se pueden extraer las siguientes conclusiones: (i) las respuestas  $\tilde{R}^T$  y  $\tilde{R}^{T'}$  (análogamente para las contribuciones  $\mathcal{A}_T$  y  $\mathcal{A}_{T'}$ ) muestran una dependencia mínima (independencia en el caso  $T'$ ) con el factor de forma eléctrico débil; (ii) la mayor sensibilidad en la respuesta  $\tilde{R}^L$  (análogamente,  $\mathcal{A}_L$ ) procede del factor de forma eléctrico débil (la sensibilidad con el factor de forma magnético débil es apreciablemente menor, dependiendo su magnitud de la cinemática y modelo considerado).

### 13.1.2. Análisis del denominador: $\mathcal{G}^2$

Para interpretar correctamente los resultados que mostraremos de la asimetría de helicidad, es fundamental entender el comportamiento del denominador de dicho observable,  $\mathcal{G}^2 = v_L R^L + v_T R^T$ . Para ello, en la figura 13.4 mostramos la contribución longitudinal,  $\sigma_L \sim v_L R^L$ , y transversal,  $\sigma_T \sim v_T R^T$ , a la sección eficaz diferencial EM en las situaciones cinemáticas que se consideran en este trabajo: dispersión hacia adelante y hacia atrás (paneles de la izquierda y de la derecha, respectivamente), y  $q = 500$  y  $1000$  MeV (paneles superiores e inferiores, respectivamente).

En dispersión hacia atrás la contribución longitudinal es despreciable. Por el contrario, para ángulos de dispersión pequeños, ambas contribuciones, longitudinal y transversal, son del mismo orden y su peso relativo depende del momento transferido  $q$ . Este comportamiento puede entenderse analizando los factores cinemáticos  $v$ 's (11.15, 11.16). Así, para  $\theta_e \rightarrow 180^\circ$  se tiene  $v_T \gg v_L$  y, por tanto,  $\sigma_T \gg \sigma_L$ . Por el contrario,

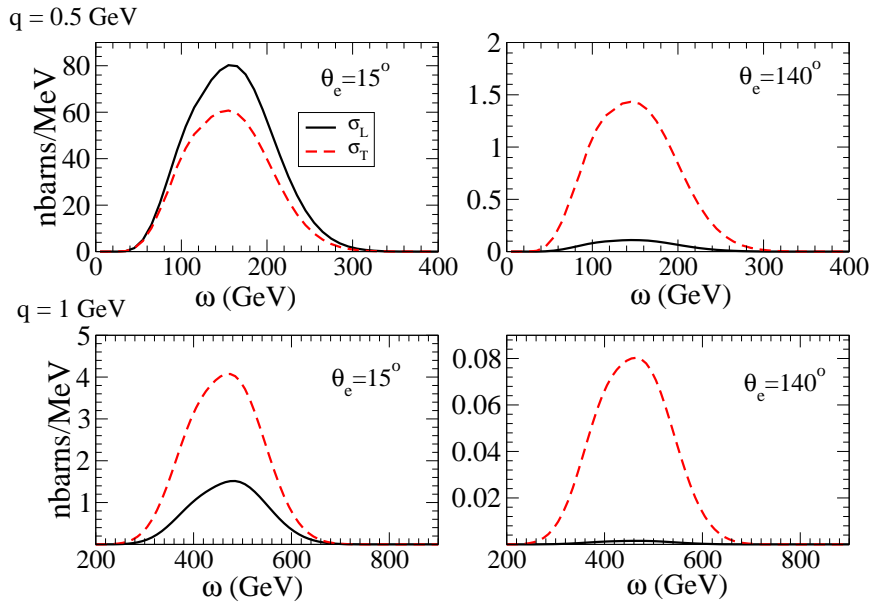


Figura 13.4: La línea negra representa la parte longitudinal de la SED EM. La línea roja discontinua la contribución transversal. Se ha usado la prescripción NCC2 para la corriente y el modelo RPWIA. La distribución de los paneles es la misma que en la figura 13.1.

en el caso  $\theta_e \rightarrow 0^\circ$ , los coeficientes  $v_L$  y  $v_T$  son del mismo orden y el balance entre ambas contribuciones depende directamente de la magnitud de las propias respuestas. Para  $q$  relativamente pequeño ( $q = 500$  MeV), ambas respuestas son similares y, por ello,  $\sigma_L \approx \sigma_T$  (panel superior izquierdo). Para valores mayores de  $q$  ( $q = 1000$  MeV), la respuesta transversal,  $R^T$ , comienza a ser dominante como se muestra claramente en los resultados mostrados en el panel inferior izquierdo.

## 13.2. FSI y efectos relativistas dinámicos

En las figuras 13.5 y 13.6 se presentan las respuestas EM y de interferencia, respectivamente. Las respuestas han sido calculadas usando el operador de corriente NCC2 y los tres modelos discutidos en secciones previas: RPWIA, FSI-RMF y EMA <sup>(1)</sup>. Como puede apreciarse en todos los resultados que se muestran, el efecto esencial introducido por la FSI (en comparación con RPWIA) es, por una parte, un desplazamiento del máximo de la respuesta a energías transferidas algo mayores, y por otra, un cambio significativo en la

<sup>1</sup>El modelo EMA fue introducido en la sección 12.2 en el contexto de procesos exclusivos. En el caso inclusivo, discutido en este capítulo, la interacción de estados finales no se describe mediante el uso de un potencial óptico complejo (fenomenológico) sino considerando los potenciales escalar y vector que proporciona el modelo de campo medio relativista (RMF).

propia forma de la respuesta, con una mayor contribución en la zona de la cola (energías transferidas altas). Este resultado se traduce en una clara asimetría de las respuestas FSI y EMA, en comparación con los resultados RPWIA. Ambos efectos tienden a incrementarse para momentos transferidos,  $q$ , crecientes. Obsérvese que, en consistencia con la discusión previa, la proyección sobre estados de energías positivas (FSI *vs* EMA) no produce ningún cambio significativo en la forma de las respuestas (se mantiene la forma asimétrica), pero sí modifica de forma apreciable en algún caso la magnitud de las mismas (valores del máximo).

Además de las consideraciones generales previas, cada respuesta presenta sus propias peculiaridades que comentamos en la discusión que sigue. Consideremos en primer lugar,

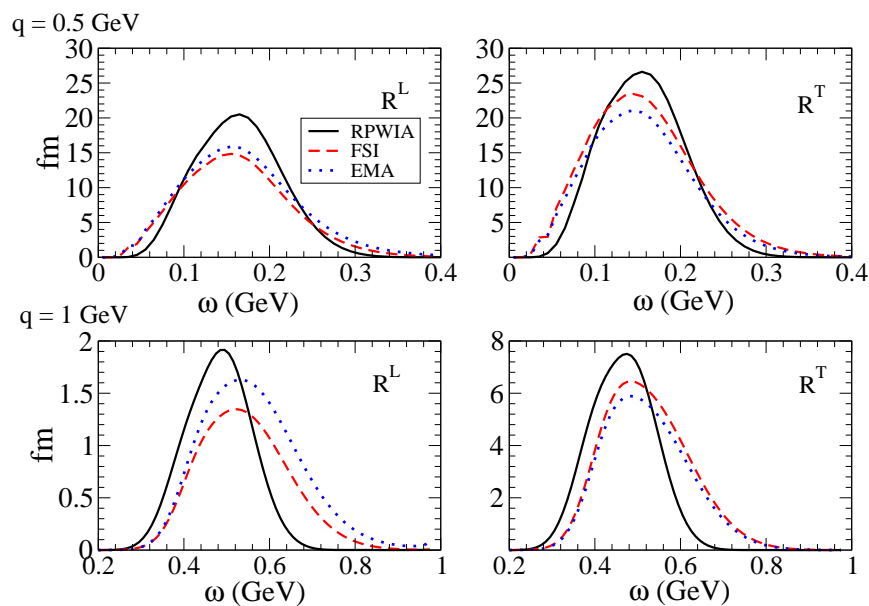


Figura 13.5: Respuestas EM calculadas con los modelos: RPWIA (línea negra), FSI (línea roja discontinua) y EMA (línea azul punteada). En los paneles superiores se ha considerado  $q = 0.5$  GeV y en los inferiores  $q = 1$  GeV. Se ha usado la prescripción NCC2 para el operador de corriente.

el caso de las respuestas puramente transversales. Como se observa, el comportamiento de la respuesta EM,  $R^T$ , es similar al de la respuesta de interferencia,  $\tilde{R}^T$ . En ambos casos, la FSI (RPWIA *vs* FSI) produce una reducción del máximo:  $\sim 15\%$  en la respuesta EM y  $\sim 20\%$  en la respuesta de interferencia <sup>(2)</sup>. Por otro lado, el efecto de proyectar (EMA) conduce a una reducción en el máximo de las respuestas (compárese con FSI):  $\sim 8\%$  y  $\sim 6\%$  para  $R^T$  y  $\tilde{R}^T$ , respectivamente. Los comentarios previos pueden aplicarse también al comportamiento general mostrado por la respuesta transversal antisimétrica,  $\tilde{R}^T$ .

<sup>2</sup>Nótese que estos efectos dependen considerablemente del operador de corriente que se use, CC1 *vs* CC2 (véase [CDMU98a]).

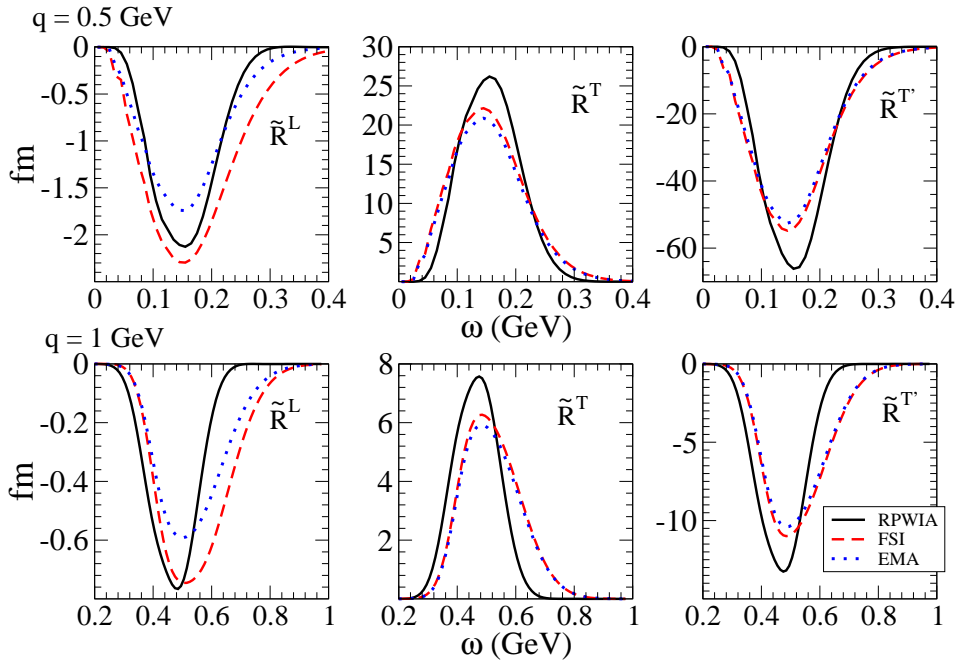


Figura 13.6: Como en Fig. 13.5 pero para las respuestas de interferencia.

A continuación analizamos el caso del canal longitudinal. Obsérvese que la respuesta EM,  $R^L$ , es en general del mismo orden que la transversal  $R^T$  (depende de la cinemática), y los efectos de la FSI y proyección (EMA) son análogos a los ya discutidos para las respuestas transversales. Por el contrario, la discusión para la respuesta de interferencia,  $\tilde{R}^L$ , presenta aspectos diferenciados. Por una parte, su contribución es la menor de todas, siendo aproximadamente un orden de magnitud menor que las restantes respuestas de interferencia. Además, el comportamiento de la FSI es claramente diverso. Al contrario del resto de respuestas, en las cuales FSI produce una reducción apreciable respecto al resultado RPWIA, la respuesta  $\tilde{R}^L$  evaluada con el modelo FSI-RMF (línea roja discontinua) es incluso mayor que el resultado RPWIA. Por el contrario, la proyección en energías positivas (línea azul) reduce apreciablemente el resultado FSI. Este comportamiento es claramente distinto al observado en el caso de la respuesta longitudinal EM: el resultado proyectado es mayor que el global FSI, en especial, para  $q = 1$  GeV. Por último, el pequeño valor de la respuesta  $\tilde{R}^L$  puede entenderse fácilmente debido a su dependencia con los elementos de matriz del operador de corriente:

$$\tilde{R}^L \sim (J_\gamma^{L,p})^* J_V^{L,p} + (J_\gamma^{L,n})^* J_V^{L,n} \approx (J_\gamma^{L,p})^* J_V^{L,p} + (J_\gamma^{L,n})^* J_\gamma^{L,p}, \quad (13.5)$$

donde el índice  $n$  ( $p$ ) hace referencia a neutrón (protón). Es importante señalar que la contribución longitudinal de neutrones es muy pequeña comparada con la de protones debido al valor (extremadamente pequeño) del factor de forma eléctrico del neutrón,  $G_E^n$ ; es decir,  $J_\gamma^{L,n} \ll J_\gamma^{L,p}$ . Por otra parte, en la expresión previa se ha tenido en cuenta que  $G_E^p \approx -\tilde{G}_E^n$ . Adicionalmente, como se explicó en el apartado 12.1.2, la pequeñez del

término  $\tilde{G}_E^p G_E^p$  hace que, en general,  $J_V^{L,p}$  sea del mismo orden o inferior que  $J_\gamma^{L,n}$ .

En la discusión que sigue centramos nuestra atención en el estudio de la asimetría de helicidad, y el impacto en la misma de los efectos analizados previamente. En la figura 13.7 presentamos la asimetría PV calculada usando los tres modelos anteriores, FSI, EMA y RPWIA, en distintas situaciones cinemáticas. Hemos añadido como referencia el resultado correspondiente al modelo RFG (véase discusión en refs. [D<sup>+</sup>92, MD92]).

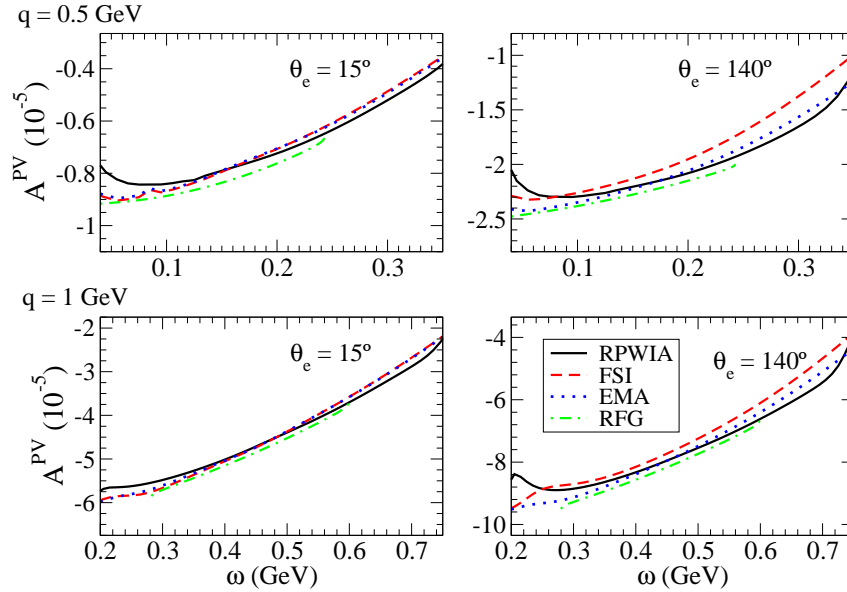


Figura 13.7: Como en la Fig. 13.1 pero en este caso la asimetría PV inclusiva ha sido calculada usando los modelos: RPWIA (línea negra), RMF-FSI (línea roja discontinua), RMF-EMA (línea azul de puntos) y RFG (línea verde de rayas y puntos).

En el caso de dispersión hacia adelante (paneles de la izquierda), la máxima dispersión se alcanza en los valores extremos de  $\omega$ , es decir, en la región más alejada del centro del pico cuasielástico. Los resultados globales FSI y proyectados EMA son prácticamente idénticos, mientras que la diferencia con ondas planas (RPWIA) es máxima para  $\omega < 0.1$  GeV y  $q = 0.5$  GeV, siendo siempre inferior al 10%. Es interesante señalar que en la región de  $\omega$  en torno al pico cuasielástico ( $\omega \approx 150$  MeV para  $q = 500$  MeV y  $\omega \approx 500$  MeV para  $q = 1000$  MeV), los tres modelos (RPWIA, EMA y FSI) producen resultados muy similares, con una dispersión inferior al 1%.

En dispersión hacia atrás, la discrepancia entre los tres modelos es significativa. La máxima dispersión se produce para valores de  $\omega$  alejados del pico cuasielástico. Para  $q = 500$  MeV y  $\omega \approx 50$  MeV se obtiene una diferencia del orden de  $\sim 15\%$  (RPWIA vs EMA). Esta discrepancia se mantiene para  $\omega \approx 300$  MeV (RPWIA vs FSI). En la región en torno al pico cuasielástico, la dispersión entre las curvas de los tres modelos analizados, RPWIA, EMA y FSI, es siempre inferior al  $\sim 5\%$ .

Por último, el modelo RFG es el que más se desvía de los resultados previos, en especial, de los correspondientes a interacción de estados finales: FSI y EMA. La discrepancia es algo menor con RPWIA. En la región donde las respuestas alcanzan sus valores máximos (centro del pico cuasielástico) la discrepancia entre los resultados RFG y FSI (los dos modelos que se alejan más entre sí) es inferior al 7%. Esta diferencia tiende a disminuir para valores crecientes del momento transferido.

En los párrafos previos hemos analizado en detalle la sensibilidad de la asimetría de helicidad frente a efectos FSI o el uso de diversos modelos nucleares: RMF *vs* RFG. En todos los casos, la asimetría se ha evaluado siempre para un núcleo blanco determinado,  $^{16}\text{O}$ . En la discusión que sigue consideramos la incertidumbre asociada al uso de distintos núcleos blancos. De este modo, podemos establecer hasta qué punto la asimetría de helicidad es un observable *independiente* de la estructura nuclear. En la figura 13.8 mostramos la asimetría PV correspondiente a los núcleos blanco:  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$  y  $^{40}\text{Ca}$ . En todos los casos, los resultados han sido obtenidos con el modelo RMF, e incluyendo FSI. Como puede observarse, la máxima incertidumbre es del orden de  $\sim 10\%$  (para  $\omega \approx 0.25$  GeV y  $q = 1$  GeV). Este resultado es consistente con estudios previos [A<sup>+</sup>96] y pone de manifiesto claramente el uso de  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  como una herramienta muy útil, complementaria al caso de dispersión elástica, para obtener información precisa sobre la estructura electrodébil del nucleón. Este aspecto del problema se discute en detalle en las siguientes secciones.

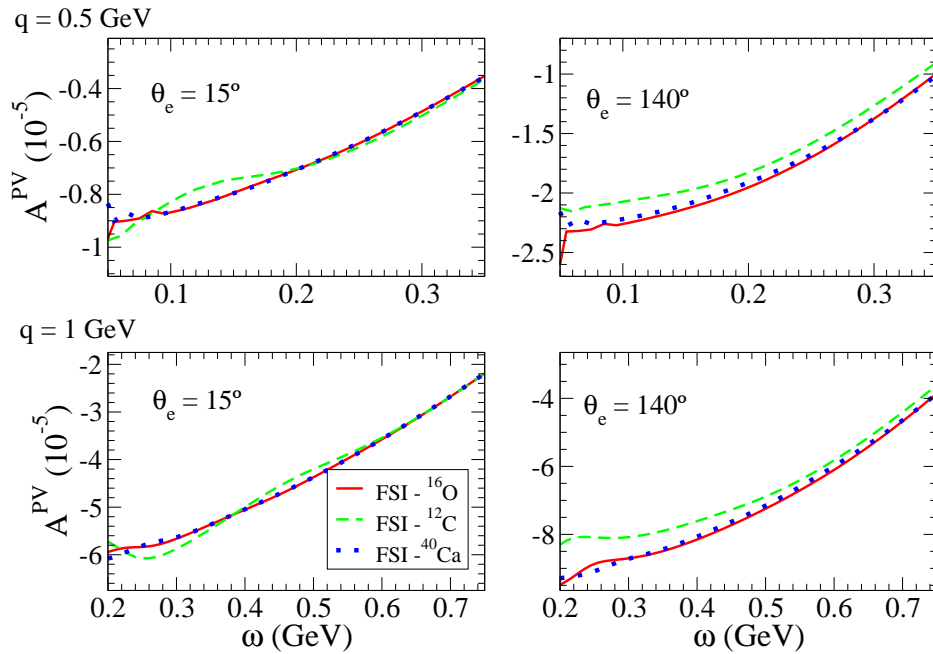


Figura 13.8: Misma organización de los paneles que en Fig. 13.1. Asimetría PV calculada para los núcleos:  $^{16}\text{O}$  (línea roja),  $^{12}\text{C}$  (línea verde discontinua) y  $^{40}\text{Ca}$  (línea azul de puntos).

### 13.3. Efectos “off-shell”

En este apartado estudiamos los efectos *off-shell* sobre las respuestas y la asimetría PVQE. Estos efectos provienen del uso de las seis prescripciones diferentes del operador de corriente (NCC1, NCC2, CC1(0), CC2(0), CC1(3) y CC2(3)), que fueron introducidas en la sección 11.4, y cuyos efectos sobre las respuestas nucleónicas y hadrónicas exclusivas ya fueron analizados en el capítulo anterior. Todos los resultados mostrados en esta sección han sido evaluados con el modelo RMF-FSI, por considerarlo el más realista y el que mejor ajuste proporciona de los datos experimentales de dispersión electrón-núcleo [Cab06, M<sup>+</sup>09].

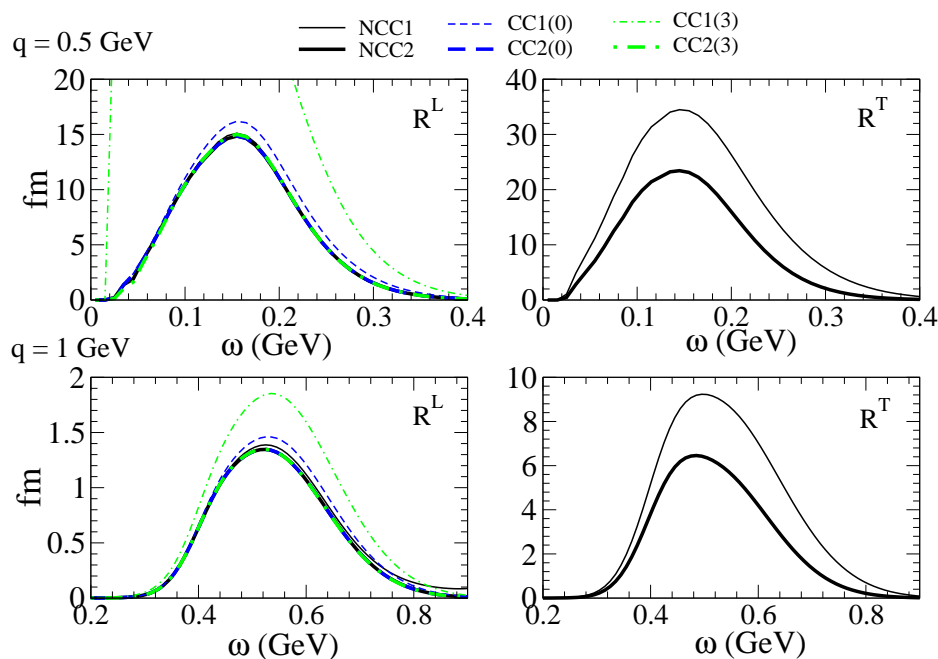


Figura 13.9: Respuestas EM calculadas con el modelo RMF-FSI. La distribución de los paneles es la misma que en la Fig. 13.5. Se comparan los resultados calculados con las corrientes CC1 y CC2 en los distintos *gauge* (ver leyenda).

En las figuras 13.9 y 13.10 mostramos las respuestas EM y de interferencia, respectivamente. Comenzaremos comentando las ambigüedades *gauge* en las respuestas longitudinales. Como puede observarse, tanto en la respuesta longitudinal EM como en la de interferencia, el resultado asociado al operador de corriente CC2 es prácticamente el mismo independientemente del *gauge* en el que se trabaje; diferencias en torno al máximo de la respuesta EM:  $\sim 1\%$  para NCC2 vs CC2(3) y  $\sim 0.03\%$  para NCC2 vs CC2(0) (los resultados son del mismo orden para la respuesta de interferencia). Por el contrario, la incertidumbre entre los diversos *gauge* es muy significativa para el operador CC1. Por otro lado, las diferencias entre CC1 y CC2 en las respuestas transversales son:  $\sim 40\%$  para  $R^T$  y  $\tilde{R}^T$ , y  $\sim 20\%$  para  $\tilde{R}^{T'}$ .



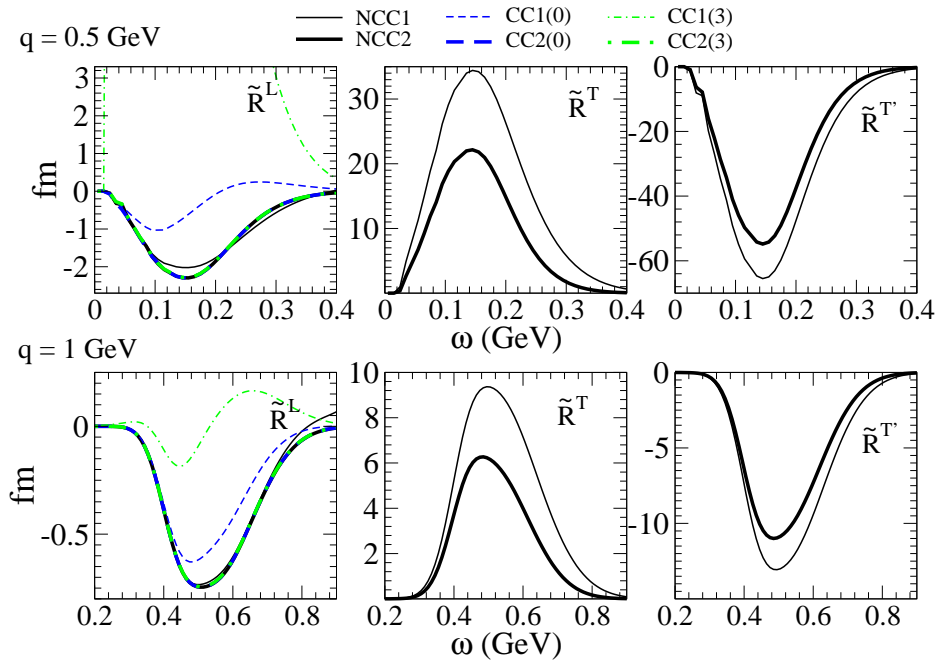


Figura 13.10: Igual que la Fig. 13.9 pero en este caso se representan las respuestas de interferencia.

En la figura 13.11 analizamos la sensibilidad de la asimetría PVQE frente a los efectos *off-shell* considerados anteriormente. Observamos que la asimetría muestra una gran insensibilidad a la elección del *gauge* con la excepción de la prescripción CC1(3) y dispersión hacia adelante (paneles de la izquierda). Nótese que las respuestas longitudinales, EM y de interferencia, que surgen con CC1(3) son dramáticamente distintas a las obtenidas con el resto de prescripciones <sup>(3)</sup>. Por otra parte, la elección del operador: CC1 *vs* CC2, produce, en general, diferencias apreciables. En dispersión hacia adelante la discrepancia es del orden de  $\sim 30\%$  ( $\sim 17\%$ ) para  $q = 0.5$  GeV ( $q = 1$  GeV) en la región de  $\omega$  en torno al máximo de las respuestas. En dispersión hacia atrás la diferencia se reduce:  $\sim 5\%$  ( $\sim 2.5\%$ ) para  $q = 0.5$  GeV ( $q = 1$  GeV) en la misma región de  $\omega$ .

## 13.4. Estructura del nucleón: factores de forma

Como se analizó en detalle en la Parte II de la memoria, el proceso de dispersión elástica electrón protón y, concretamente, la asimetría PVep, proporciona una información clara y precisa sobre la estructura electrodébil del protón. Este resultado se debe principalmente a la ausencia de efectos nucleares: efectos *off-shell*, interacción de estados finales, posible

<sup>3</sup>El motivo de la discrepancia entre la prescripción CC1(3) y el resto ya fue discutido cuando analizamos las respuestas exclusivas en la sección 12.1.

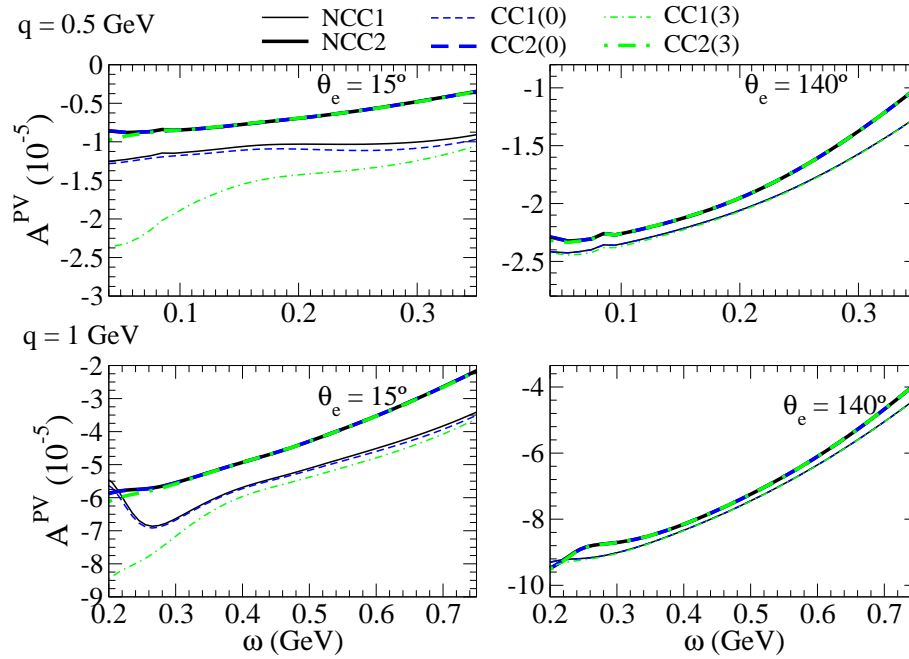


Figura 13.11: Asimetría PV calculada con el modelo RMF-FSI. La distribución de los paneles es la misma que en Fig. 13.1 Se comparan los resultados calculados con las corrientes CC1 y CC2 en los distintos *gauge* (ver leyenda).

modificación de los factores de forma debido a la presencia del medio nuclear, ingredientes más allá de la aproximación de impulso, etc. La motivación principal para estudiar la asimetría PVQE es comprobar si este observable puede aportar información sobre la estructura débil del nucleón que complemente a aquella obtenida a partir de la asimetría PVep, o, si por el contrario, las incertidumbres asociadas a los efectos nucleares hacen poco viable la extracción de tal información.

Así pues, una vez analizados los principales efectos nucleares en la asimetría PV (ver secciones previas), en este apartado evaluamos el impacto de la descripción de los factores de forma del nucleón en dicho observable. Uno de los ingredientes que hace atractivo el estudio de la asimetría PVQE es la presencia del canal neutrónico en el proceso de dispersión. Así, con objeto de señalar las diferencias con el caso elástico, realizaremos el análisis distinguiendo la contribución de neutrones y protones. Expresamos la asimetría de la siguiente forma:

$$\mathcal{A}_{QE}^{PV} = \mathcal{A}_p + \mathcal{A}_n, \quad (13.6)$$

donde

$$\mathcal{A}_{p,n} = \frac{\mathcal{A}_0}{2\mathcal{G}^2} \left[ a_A \left( v_L \tilde{R}_{p,n}^L + v_T \tilde{R}_{p,n}^T \right) - a_V v_{T'} \tilde{R}_{p,n}^{T'} \right]. \quad (13.7)$$

Los términos  $\tilde{R}_{p,n}$  representan la contribución de protones/neutrones en las funciones de respuesta de interferencia. Así pues,  $\mathcal{A}_{p,n}$  hace referencia a la asimetría PVQE de protones

y neutrones, respectivamente <sup>(4)</sup>. En la discusión que sigue supondremos conocida la estructura EM del nucleón, es decir, los factores de forma  $G_{E,M}^{p,n}$ , y haremos uso de los resultados obtenidos en la Parte II de la memoria para el estudio e impacto de la estructura débil en los observables cuasielásticos. Por último, todo el análisis realizado se aplica únicamente al caso de núcleos de isospín cero, i.e., mismo número de protones y neutrones. Aunque la mayor parte de resultados que se muestran corresponden a  $^{16}\text{O}$ , hemos comprobado que la discusión y conclusiones obtenidas resultan también válidas para otros sistemas nucleares como  $^{12}\text{C}$  y  $^{40}\text{Ca}$ .

### 13.4.1. Extrañeza magnética

Recordemos que la respuesta de interferencia transversal simétrica viene dada, de forma aproximada (véase Parte II de la memoria), a partir de la siguiente combinación de factores de forma electrodébiles:  $\tilde{R}_{p,n}^T \sim G_M^{p,n} \tilde{G}_M^{p,n}$ . Por consiguiente, podemos expresar:

$$\tilde{R}_p^T \sim (1 - 4 \sin^2 \theta_W)(1 + R_V^p)(G_M^p)^2 - (1 + R_V^n)G_M^p G_M^n + (1 + R_V^{(0)})G_M^p G_M^s, \quad (13.8)$$

$$\tilde{R}_n^T \sim (1 - 4 \sin^2 \theta_W)(1 + R_V^n)(G_M^n)^2 - (1 + R_V^p)G_M^n G_M^p + (1 + R_V^{(0)})G_M^n G_M^s. \quad (13.9)$$

Además, teniendo en cuenta que  $G_M^p \approx -G_M^n$ , se concluye que el efecto neto de la extrañeza magnética en la respuesta transversal y, por tanto, en la asimetría PVQE, es pequeño (considerablemente menor que aquél encontrado para dispersión elástica por protones), independientemente del ángulo de dispersión considerado.

Este resultado se observa claramente en la figura 13.12, en la que se analiza el impacto de la extrañeza magnética en la respuesta transversal de interferencia. Hemos considerado el intervalo  $\mu_s = -0.02 \pm 0.21$ , que se corresponde con el error en el parámetro de extrañeza magnética derivado del análisis de los datos de la asimetría PVep (ver cuadro 6.1). Los resultados correspondientes al valor central de  $\mu_s$  se representan mediante línea continua, los asociados a los valores extremos mediante línea de puntos y discontinua con puntos (véase leyenda en la figura). Se muestran las respuestas para dos valores de  $q$  y, separadamente, la contribución de protones (izquierda) y neutrones (derecha). La dispersión entre las curvas correspondientes a los dos valores extremos de  $\mu_s$ , en la región de  $\omega$  en el entorno del máximo de las respuestas, es  $\sim 20\%$  ( $\sim 13\%$ ) para protones (neutrones). Los resultados son muy parecidos para ambos valores de  $q$ . Nótese que el efecto de  $\mu_s$  es opuesto en la respuesta de protones y neutrones; el uso de valores crecientes de  $\mu_s$  produce un incremento en la respuesta de neutrones y una disminución en la de protones. El resultado neto en la respuesta global (protones + neutrones) y en la asimetría es una cancelación casi completa del efecto asociado a la extrañeza magnética.

---

<sup>4</sup>Nótese que el denominador  $\mathcal{G}^2$  es el mismo que en (13.2), es decir, incorpora las respuestas EM de protones y neutrones.

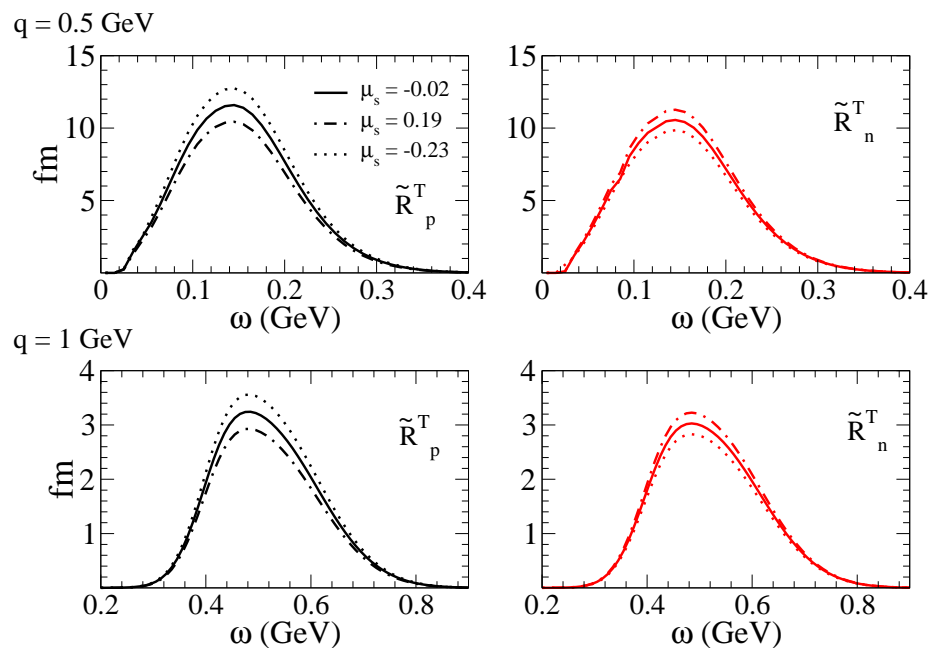


Figura 13.12: Respuesta transversal simétrica de interferencia de protones (paneles de la izquierda) y de neutrones (paneles de la derecha) calculada con el modelo RMF-FSI y la prescripción NCC2. En paneles superiores (inferiores)  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). En cada panel se representan tres curvas que corresponden a tres valores distintos del parámetro de extrañeza magnética: el valor central (línea continua) y los valores extremos (línea punteada y discontinua con puntos) correspondientes a la predicción  $\mu_s = -0.02 \pm 0.21$ .

Aunque no se muestra, se ha analizado también el impacto de la extrañeza magnética en la respuesta longitudinal de interferencia. En la región de  $\omega$  en torno al máximo de la respuesta, la dispersión entre las curvas correspondientes a los valores extremos de  $\mu_s$  es del orden del 4%. Es importante señalar que en este caso no existe compensación entre las contribuciones de protones y neutrones; sin embargo, dada la magnitud mínima de la respuesta de interferencia longitudinal, en comparación con las transversales, su efecto global en la asimetría es en general muy pequeño.

En la figura 13.13 mostramos la asimetría PVQE y el impacto en la misma producido por la variación del parámetro de extrañeza magnética:  $\mu_s$ . El rango de variación es el mismo que el utilizado para el análisis previo de la respuesta transversal. Observamos que en dispersión hacia adelante (paneles de la izquierda) la separación entre las curvas es:  $\sim 4\%$  ( $\sim 3.5\%$ ) para  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV); resultados similares se obtienen en dispersión hacia atrás:  $\sim 3.5\%$  para  $q = 500$  y  $1000$  MeV.

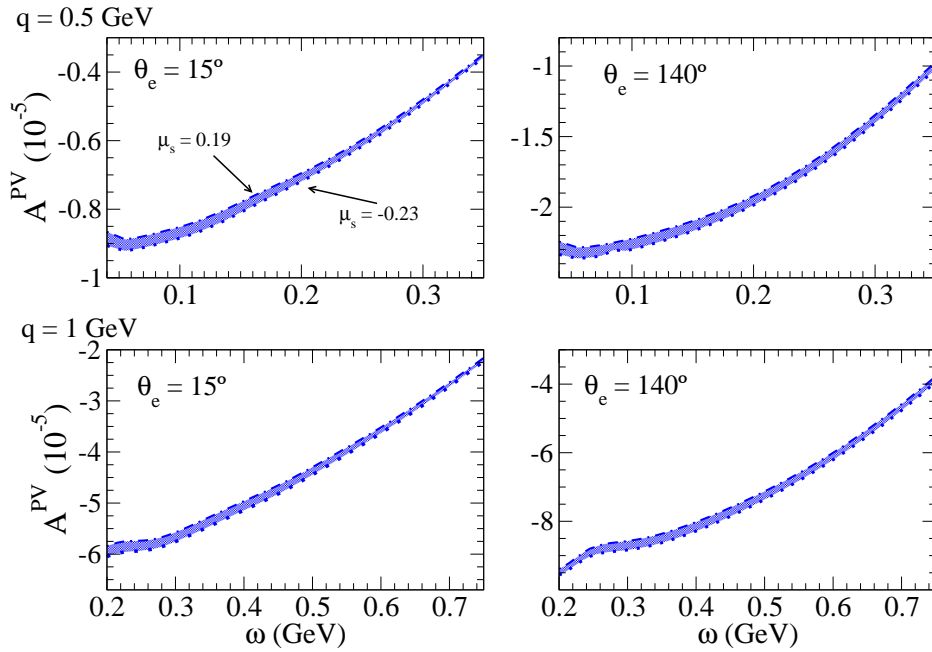


Figura 13.13: Asimetría PV calculada con el modelo RMF-FSI. La distribución de los paneles es la misma que en la Fig. 13.1. Se analiza el impacto en la asimetría PVQE de acuerdo a una variación del parámetro de extrañeza magnética:  $\mu_s = -0.02 \pm 0.21$  (ver apartado 6.5). Las líneas de puntos corresponden al valor extremo más negativo, las líneas discontinuas con puntos al valor extremo más positivo.

### 13.4.2. Extrañeza eléctrica

La respuesta de interferencia longitudinal satisface de modo aproximado:  $\tilde{R}_{p,n}^L \sim G_E^{p,n} \tilde{G}_E^{p,n}$ . Por consiguiente, podemos expresar:

$$\tilde{R}_p^L \sim (1 - 4 \sin^2 \theta_W)(1 + R_V^p)(G_E^p)^2 - (1 + R_V^n)G_E^p G_E^n + (1 + R_V^{(0)})G_E^p G_E^s, \quad (13.10)$$

$$\tilde{R}_n^L \sim (1 - 4 \sin^2 \theta_W)(1 + R_V^n)(G_E^n)^2 - (1 + R_V^p)G_E^n G_E^p + (1 + R_V^{(0)})G_E^n G_E^s. \quad (13.11)$$

Puesto que  $G_E^n \ll G_E^p$ , el efecto de la extrañeza eléctrica es considerablemente menor en la respuesta asociada a neutrones (ver figura 13.14). Esto se traduce en que el impacto que produce  $G_E^s$  en la asimetría proviene casi exclusivamente de la respuesta de protones.

No obstante, la discusión de resultados cuasielásticos presenta una clara diferenciación con el caso elástico considerado en la parte II de la memoria. Debido a que el efecto de la extrañeza magnética en la asimetría PVQE es muy pequeño ( $< 4\%$ , ver sección previa), medidas de  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  en dispersión hacia adelante podrían permitir obtener información sobre  $\rho_s$ , independiente del valor de  $\mu_s$  considerado. Este hecho es claramente diferente al que se observa en la asimetría PVep, en la que ambos parámetros,  $\rho_s$  y  $\mu_s$ , aparecen siempre fuertemente correlacionados. En este sentido, el análisis del régimen cuasielástico sería de gran utilidad para contrastar y/o completar la información sobre  $\rho_s$  (o  $G_E^s$ ) obtenida a

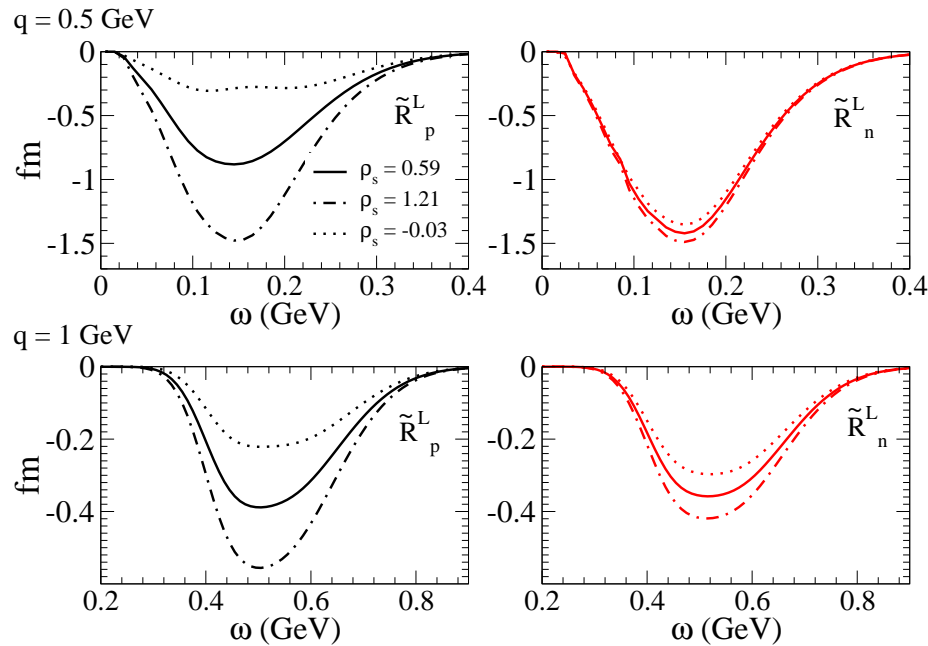


Figura 13.14: Como en Fig. 13.12 pero en este caso representamos la respuesta longitudinal de interferencia y se analiza el efecto de la extrañeza eléctrica. Cada tipo de curva corresponde a un valor distinto del parámetro  $\rho_s$ : valor central (línea continua) y valores extremos (línea punteada y discontinua con puntos) correspondientes a la predicción  $\rho_s = 0.59 \pm 0.62$ .

partir de las medidas de la asimetría PVep (ver, por ejemplo, los gráficos de correlación entre  $\rho_s$  y  $\mu_s$ , Figs. 6.10, 6.11 y 6.12).

Análogamente al análisis sobre el impacto de la extrañeza magnética en la respuesta transversal (Fig. 13.12), en la figura 13.14 estudiamos el efecto de  $\rho_s$  en la respuesta longitudinal. El rango de variación,  $\rho_s = 0.59 \pm 0.62$ , corresponde a la región permitida por el análisis de los datos de  $\mathcal{A}^{PV}$  en el caso elástico (situación (i) en Fig. 6.10). La dispersión entre las curvas extremas es la siguiente:  $\sim 10\%$  ( $\sim 34\%$ ) en la respuesta de neutrones a  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). La discrepancia es apreciablemente mayor para protones; la curva correspondiente a  $\rho_s = 1.21$  es aproximadamente 5 (2.5) veces la de  $\rho_s = -0.03$  para  $q = 500$  MeV (1000 MeV).

Para estudiar el impacto de la extrañeza eléctrica en la asimetría PVQE, nos centramos en el caso de dispersión hacia adelante, en el cual, la contribución longitudinal es máxima. Consideramos el mismo rango de variación del parámetro  $\rho_s$  que en el análisis previo de la respuesta longitudinal, es decir,  $\rho_s = 0.59 \pm 0.62$ . Así, en la figura 13.15 representamos  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  calculada haciendo uso de los dos valores extremos de  $\rho_s$ , y para  $q = 500$  y 1000 MeV. Además, hemos separado la contribución de protones (área negra) y neutrones (área roja) de acuerdo con la expresión (13.7). El área azul representa la asimetría total, suma de las

anteriores. La dispersión máxima en la región de  $\omega$  en torno al máximo de las respuestas es  $\sim 2\%$  ( $\sim 4\%$ ) para la contribución de neutrones a  $q = 500$  MeV (1000 MeV). En el caso de protones la dispersión (en la misma región de  $\omega$ ) es  $\sim 21\%$  para los dos valores de  $q$  estudiados. Esto se traduce en una dispersión promedio del orden de  $\sim 13\%$  en la asimetría total.

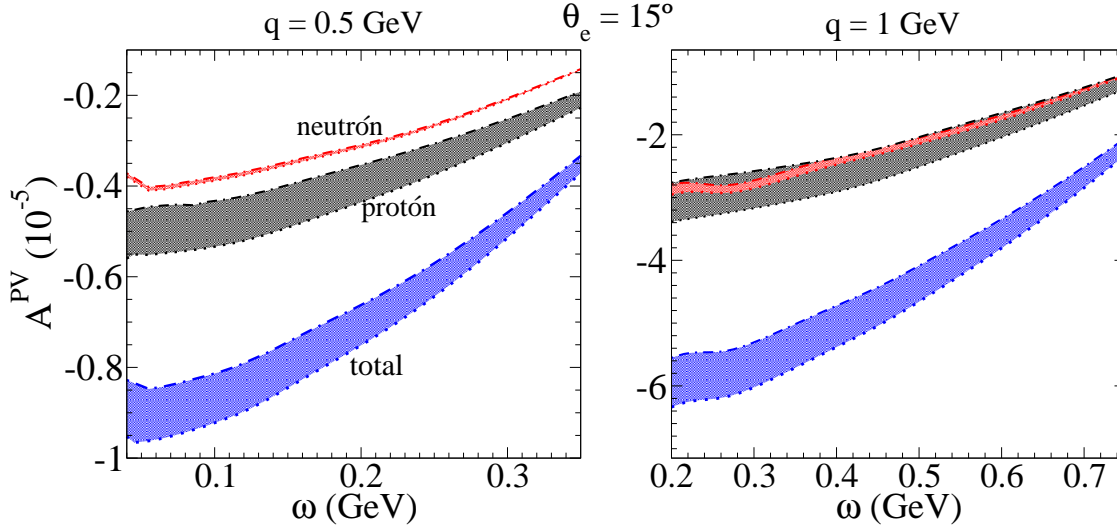


Figura 13.15: Asimetría PV calculada con el modelo RMF-FSI en dispersión hacia adelante ( $\theta_e = 15^\circ$ ) y para dos valores del momento transferido:  $q = 500$  MeV (panel izquierdo) y  $q = 1000$  MeV (panel de la derecha). Las zonas sombreadas representan la incertidumbre asociada al parámetro de extrañeza eléctrica,  $\rho_s = 0.59 \pm 0.62$  (ver sección 6.5). Las líneas más externas se corresponden con los valores extremos de  $\rho_s$ : líneas de puntos  $\leftrightarrow \rho_s = -0.03$ , líneas de discontinuas con puntos  $\leftrightarrow \rho_s = 1.21$ . En negro/rojo la contribución de protones/neutrones (ver ec. (13.7)), en azul la asimetría total.

### 13.4.3. Factor de forma isovector axial-vector

Considerando la relación aproximada  $R_{p,n}^{T'} \sim G_M^{p,n} G_A^{e,(p,n)}$ , podemos escribir:

$$\tilde{R}_p^{T'} \sim -2(1 + R_A^{T=1})G_A^{T=1}G_M^p + \sqrt{3}R_A^{T=0}G_A^{(8)}G_M^p + (1 + R_A^{(0)})G_A^s G_M^p, \quad (13.12)$$

$$\tilde{R}_n^{T'} \sim 2(1 + R_A^{T=1})G_A^{T=1}G_M^n + \sqrt{3}R_A^{T=0}G_A^{(8)}G_M^n + (1 + R_A^{(0)})G_A^s G_M^n. \quad (13.13)$$

Al igual que se observó para la respuesta transversal simétrica y su dependencia con la extrañeza magnética, en este caso, la aproximación  $G_M^p \approx -G_M^n$  conduce a una clara compensación entre la respuesta de protones y neutrones que tiende a cancelar el efecto de la extrañeza axial  $G_A^s$  y la contribución del octete isoescalar. Por el contrario, esta respuesta es especialmente sensible a cualquier modificación en la contribución isovector.

En la figura 13.16 se representa la respuesta  $\tilde{R}^{T'}$  de protones (izquierda) y de neutrones (derecha). La discrepancia asociada al uso de valores extremos en la componente isovector es muy significativa: la respuesta obtenida con  $R_A^{(T=1)} = 0.082$  es  $\sim 2.5$  ( $\sim 3$ ) veces mayor que la que resulta de usar  $R_A^{(T=1)} = -0.598$  para protones (neutrones). Estos resultados corresponden a la región próxima al centro del pico cuasielástico (máximo de las respuestas), y son similares para los dos valores del momento transferido estudiados.

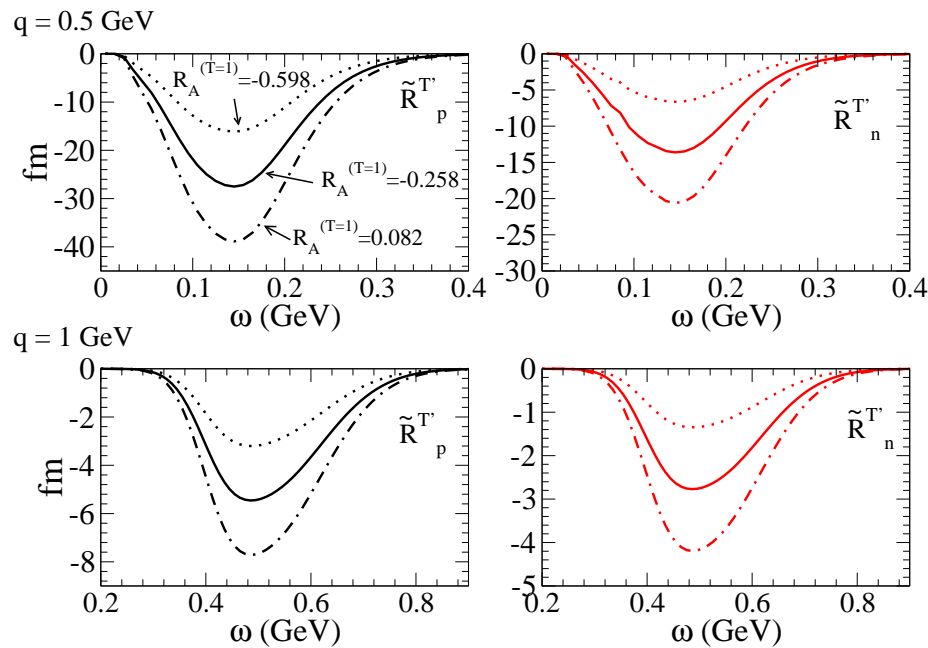


Figura 13.16: Como en Fig. 13.12 pero en este caso representamos la respuesta transversal antisimétrica. Se analiza el efecto de las correcciones radiativas en el sector isovector axial-vector. Cada tipo de curva corresponde a un valor distinto del parámetro  $R_A^{(T=1)} = -0.258 \pm 0.34$ : valor central (línea continua) y valores extremos (línea punteada y discontinua con puntos).

Puesto que la respuesta  $\tilde{R}^{T'}$  sólo interviene en la asimetría en el caso de dispersión hacia atrás, en la figura 13.17 representamos la asimetría calculada para  $\theta_e = 170^\circ$  y para los dos valores usuales de  $q$ . En el caso  $q = 500$  MeV, la diferencia entre las curvas extremas es  $\sim 7\%$  para protones,  $\sim 8.5\%$  para neutrones y  $\sim 10\%$  para la asimetría total. En el caso  $q = 1000$  MeV, los valores son bastante similares:  $\sim 9\%$  (protones),  $\sim 7.5\%$  (neutrones) y  $\sim 8\%$  (asimetría total).

## 13.5. “Scaling” en las respuestas de interferencia

El escalamiento o *scaling* es un fenómeno general observado en varias áreas de la física [Wes75]. Se produce cuando una sonda (partícula) interacciona con un sistema



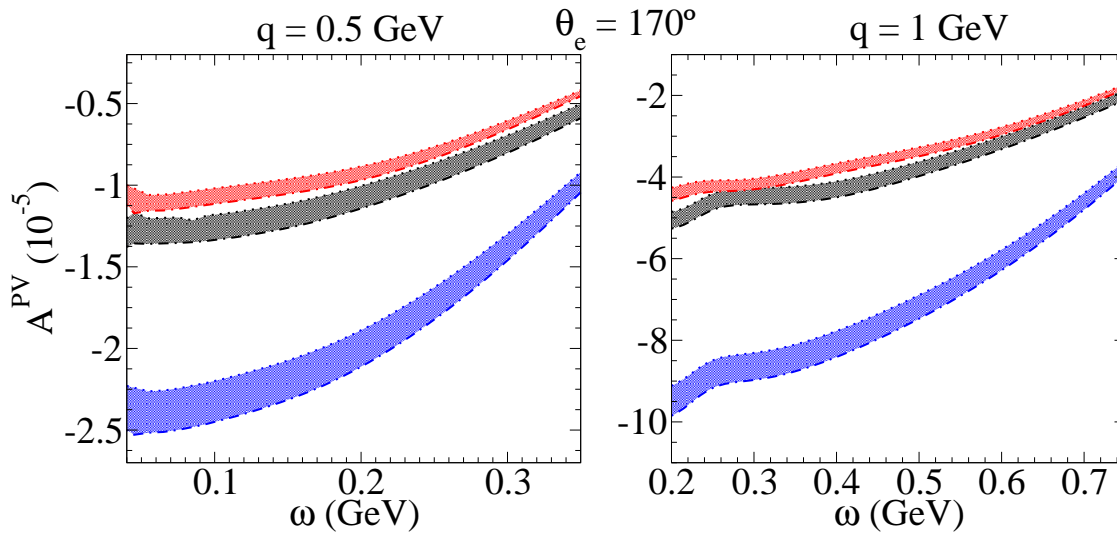


Figura 13.17: Como en Fig. 13.15 pero en este caso la asimetría ha sido calculada en dispersión hacia atrás,  $\theta_e = 170^\circ$ , y se evalúa el impacto del parámetro  $R_A^{(T=1)}$ . Las líneas más externas se corresponden con los valores extremos de  $R_A^{(T=1)}$  de forma análoga al código de la Fig. 13.16. En negro/rojo se representa la contribución de protones/neutrones (ver ec. (13.7)); en azul, la asimetría total.

constituido por muchos cuerpos, de forma que la energía y momento son transferidos a un único constituyente del sistema complejo. En el caso concreto de dispersión cuasielástica de electrones por núcleos, el fenómeno de *scaling* se observa en el hecho de que la sección eficaz inclusiva ( $e, e'$ ) puede describirse de forma aproximada como el producto de una sección eficaz nucleónica y una función específica. El fenómeno de *scaling* se produce cuando en el límite de altos momentos transferidos,  $q$ , esa función específica escala, es decir, depende de una única variable, denominada variable de *scaling*. Análogamente, la función se denomina función de *scaling*. El principal interés de la función de *scaling* es que puede proporcionar información precisa sobre la dinámica del sistema nuclear. De hecho, en determinadas aproximaciones especialmente simples puede comprobarse que dicha función está estrechamente relacionada con la distribución de momentos de los nucleones en el núcleo (o, de forma más general, con la función espectral) [C<sup>+</sup>10a, AICB11].

Cuando se estudia el *scaling* en procesos de dispersión cuasielástica ( $e, e'$ ) conviene introducir los siguientes conceptos:

- **Scaling de primera clase:** ocurre cuando la función de *scaling* no muestra dependencia con el momento transferido  $q$ .
- **Scaling de segunda clase:** consiste en la independencia de la función de *scaling* con la especie nuclear.
- **Scaling de clase cero:** se produce cuando las funciones de *scaling* correspondientes

a los distintos canales de la sección eficaz: longitudinal, transversal, etc., son iguales. Así pues, la propiedad de *scaling* de clase cero implica que las funciones de *scaling* EM (de interferencia) satisfacen:  $f = f_L = f_T$  ( $\tilde{f} = \tilde{f}_L = \tilde{f}_T = \tilde{f}_{T'}$ ), donde  $f$  ( $\tilde{f}$ ) representa la función de *scaling* EM (de interferencia) total y  $f_{L,T}$  ( $\tilde{f}_{L,T,T'}$ ) las funciones de *scaling* EM (de interferencia) asociadas a las respuestas longitudinal y transversal. En el apéndice E se detalla el formalismo para la construcción de las funciones de *scaling* EM y de interferencia.

Cuando el *scaling* de primera y segunda clase ocurren simultáneamente se habla de *superscaling*.

En los trabajos [DMDS90, Jou96, DS99a, DS99b, MDS02] se analizaron multitud de datos experimentales de secciones eficaces ( $e, e'$ ) para diversos blancos nucleares. Los resultados obtenidos mostraron que la propiedad de *scaling* de primera clase se verifica razonablemente bien en la región  $\omega < \omega_{QEP}$ , mientras que el *scaling* de segunda clase es excelente en esa misma región. Por el contrario, para  $\omega > \omega_{QEP}$  ambos tipos de *scaling* dejan de verificarse. En [DS99b, MDS02] se presenta la separación de las funciones de *scaling* en sus canales longitudinal ( $L$ ) y transversal ( $T$ ). Este análisis permitió concluir que la función longitudinal ( $f_L$ ) satisface la propiedad de *superscaling* en prácticamente toda la región del pico cuasielástico, mientras que la transversal ( $f_T$ ) sólo lo hace en la región  $\omega < \omega_{QEP}$ , violando claramente las dos clases de *scaling* para  $\omega > \omega_{QEP}$ . Esta ruptura del *scaling* en la respuesta transversal era previsible debido a que en esa zona del espectro,  $\omega > \omega_{QEP}$ , procesos tales como resonancias nucleónicas, dispersión inelástica, correlaciones y/o corrientes de intercambio de mesones (MEC), pueden tener una contribución muy significativa.

En [MDS02] se presentaron los valores promedios para la función longitudinal,  $f_L^{exp}$ , extraídos a partir del análisis de datos experimentales de la contribución longitudinal de secciones eficaces ( $e, e'$ ) para diversos blancos nucleares y en diversas situaciones cinemáticas (representada por puntos azules en las Figs. 13.18 y 13.19). Por el contrario, debido a la contribución de canales distintos al cuasielástico, la extracción de una función transversal,  $f_T^{exp}$ , análoga a  $f_L^{exp}$ , no ha sido realizada hasta la fecha. En un reciente análisis, Donnelly y Williamson [DW12] han conseguido aislar la respuesta transversal puramente cuasielástica mediante la modelización y sustracción de la contribución longitudinal cuasielástica y las contribuciones de los canales no cuasielásticos. Los resultados preliminares de este estudio parecen indicar que en la zona del máximo de las funciones de *scaling*,  $\omega \approx \omega_{QEP}$ ,  $f_T^{exp}$  es sensiblemente mayor que  $f_L^{exp}$ , i.e., los datos experimentales no satisfacen la propiedad de *scaling* de clase cero.

A pesar de su simplicidad, el modelo RFG es de gran interés puesto que proporciona una descripción completamente relativista del proceso de dispersión, y además, permite obtener expresiones analíticas [A<sup>+</sup>88, DS99b]. Por otra parte, el RFG satisface, por

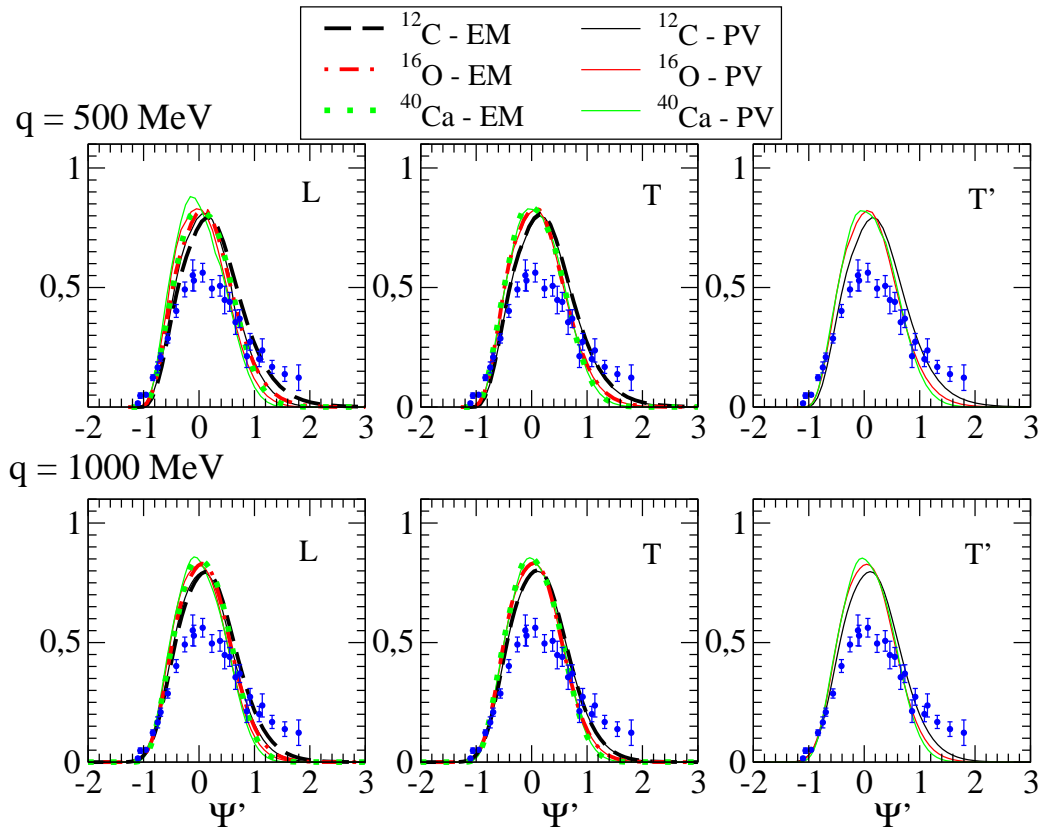


Figura 13.18: Funciones de scaling EM (líneas discontinuas) y de interferencia (líneas continuas) calculadas con la prescripción NCC2, el modelo RPWIA y distintos núcleos:  $^{12}\text{C}$  (negro),  $^{16}\text{O}$  (rojo) y  $^{40}\text{Ca}$  (verde). En los paneles superiores (inferiores) se ha fijado  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). Se representan la función longitudinal ( $L$ , paneles de la izquierda), transversal simétrica ( $T$ , paneles centrales) y transversal antisimétrica ( $T'$ , paneles de la derecha). Como referencia, se presentan los valores de la función de scaling experimental (puntos azules) [MDS02].

construcción, las tres clases de *scaling* definidas previamente. Siguiendo el formalismo de los trabajos de Donnelly, Sick y Maieron [DS99a, DS99b, MDS02], en esta memoria utilizamos las expresiones de las secciones eficaces RFG para la construcción, a partir de las mismas, de las funciones de *scaling* EM ( $f_{L,T}$ ) y de interferencia ( $\tilde{f}_{L,T,T'}$ ). Las expresiones explícitas se presentan en el apéndice E.

En la figura 13.18 estudiamos las funciones de *scaling* EM (líneas discontinuas) y de interferencia (líneas continuas) calculadas con la prescripción NCC2, el modelo RPWIA y para los siguientes núcleos:  $^{12}\text{C}$  (negro),  $^{16}\text{O}$  (rojo) y  $^{40}\text{Ca}$  (verde). Como referencia se representan los datos de  $f_L^{exp}$  (puntos azules). La distribución de los paneles se especifica en el pie de imagen de la figura. Puede observarse que el modelo RPWIA satisface aproximadamente los tres tipos de *scaling* descritos previamente; además, las funciones

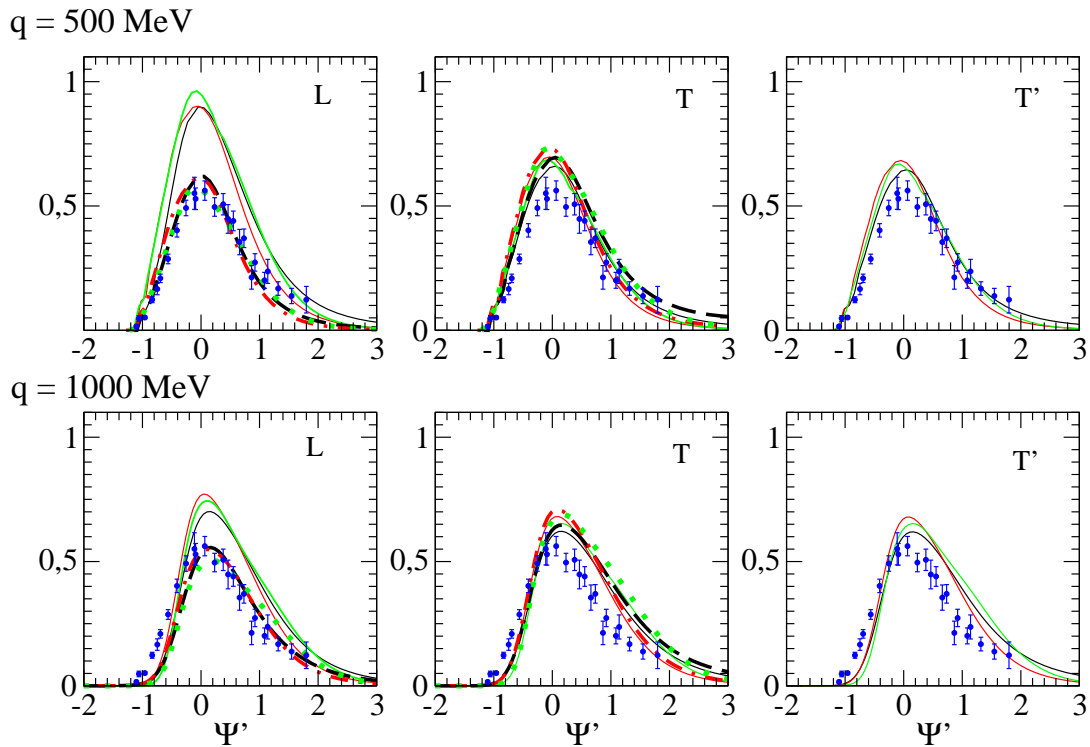


Figura 13.19: Como en la Fig. 13.18 pero usando el modelo RMF-FSI.

de *scaling* EM y de interferencia prácticamente coinciden, poniendo de manifiesto la universalidad de la función de *scaling* en este modelo. Por otro lado, observamos que las predicciones teóricas no reproducen la forma ni la altura de  $f_L^{exp}$ . Esto es debido a que los efectos de FSI son importantes para una descripción realista del proceso de dispersión.

En la figura 13.19 estudiamos el mismo tipo de resultados que en la figura previa pero, en este caso, las funciones de *scaling* corresponden al modelo RMF-FSI. En primer lugar, se observa que las funciones de *scaling* dependen de  $q$ , es decir, violan el *scaling* de primera clase. Concretamente, cuando  $q$  aumenta se observa una reducción y desplazamiento del máximo hacia la derecha y un aumento de la asimetría de la función, teniendo un mayor peso la cola de la misma (estos efectos ya fueron observados al analizar las respuestas en secciones previas). Por otro lado, la comparación con los datos experimentales mejora considerablemente respecto a la aproximación RPWIA; el modelo RMF-FSI es capaz de reproducir aproximadamente tanto la altura como la forma asimétrica de  $f_L^{exp}$ .

Respecto a la comparación entre las funciones de *scaling* EM y las de interferencia en el modelo RMF-FSI (Fig. 13.19), en las funciones transversales se observa que  $f_T \approx \tilde{f}_T$  ( $\approx \tilde{f}_{T'}$ ). Por el contrario, el efecto de FSI provoca que la función de *scaling* longitudinal de interferencia sea considerablemente distinta que la EM: aproximadamente  $f_L \approx 0.6\tilde{f}_L$  ( $f_L \approx 0.75\tilde{f}_L$ ) para  $q = 500$  MeV (1000 MeV). Este resultado puede estar relacionado con el hecho de que la respuesta longitudinal de interferencia es muy pequeña y, por tanto,

cualquier distorsión debida al efecto de FSI altera sensiblemente el resultado (nótese que en RPWIA se obtiene  $f_L \approx \tilde{f}_L$ ). Por otra parte, la propiedad de *scaling* de clase cero es claramente violada por las funciones de *scaling* de interferencia y, en menor medida, por las EM. En el primer caso, se tiene que  $\tilde{f}_L$  es mayor que  $\tilde{f}_T$ :  $\tilde{f}_T \approx 0.75\tilde{f}_L$  ( $\tilde{f}_T \approx 0.95\tilde{f}_L$ ) para  $q = 500$  MeV (1000 MeV). En el segundo,  $f_L$  es menor que  $f_T$ :  $f_L \approx 0.85f_T$  para  $q = 500$  MeV y 1000 MeV; este resultado es consistente con el análisis preliminar de los datos experimentales sobre la respuesta transversal realizado por Donnelly y Williamson [DW12], y que fue comentado anteriormente. Por último, el modelo RMF-FSI respeta de forma razonable el *scaling* de segunda clase (para los núcleos estudiados).

Por sencillez, sólo se han mostrado los resultados para la prescripción de la corriente NCC2. El efecto de usar NCC1 frente a NCC2 ya fue estudiado a nivel de las respuestas en la sección 13.3 (véanse Figs. 13.9 y 13.10) <sup>(5)</sup>.

## 13.6. Asimetría de helicidad inclusiva integrada

La única medida experimental publicada sobre la asimetría de helicidad asociada al proceso de dispersión cuasielástica de electrones por núcleos de masa intermedia <sup>(6)</sup> fue realizada en Mainz a finales de los 80 [H<sup>+</sup>89]. El núcleo blanco fue  ${}^9\text{Be}$ , la energía del haz incidente 300 MeV y el ángulo de dispersión cubierto por el detector  $115^\circ < \theta_e < 145^\circ$ . El valor experimental obtenido para la asimetría fue:

$$\overline{\mathcal{A}}_{exp}^{PV} = (-9.4 \pm 1.8 \pm 0.5) \times 10^{-6}, \quad (13.14)$$

donde los errores mostrados corresponden a las incertidumbres estadísticas y sistemáticas, respectivamente. El citado valor de la asimetría se obtuvo integrando las medidas de la sección eficaz diferencial doble ( $d\sigma/(d\Omega_e d\omega)$ ) sobre la energía transferida en el proceso,  $\omega$ , y construyendo la correspondiente sección diferencial simple ( $d\sigma/d\Omega_e$ ). Nótese que esta situación coincide con la cinemática II ( $[\varepsilon_i, \theta_e]$ -constantes) definida en la sección 11.3. La asimetría de helicidad inclusiva integrada, que hemos denotado como  $\overline{\mathcal{A}}^{PV}$ , está definida como en la expresión (13.1), donde, en este caso,  $\sigma^\pm$  representa la sección eficaz diferencial simple con helicidad positiva y negativa del electrón incidente.

Es importante mencionar que la sección eficaz diferencial doble medida experimentalmente contiene contribuciones de otros canales adicionales, además del cuasielástico. Cada

---

<sup>5</sup>Nótese que debido a que el denominador de las funciones de *scaling* es el mismo independientemente de que se use CC1 o CC2, las diferencias encontradas en las respuestas estarán presentes en las funciones de *scaling*.

<sup>6</sup>También existen medidas de la asimetría PV en dispersión cuasielástica de electrones por deuterio [BPS05].

uno de esos canales contribuye a la asimetría de helicidad (véase discusión en [H<sup>+</sup>89]). Por consiguiente, resulta indispensable separar dichas contribuciones, aislando la correspondiente al proceso cuasielástico, antes de poder interpretar la medida experimental en el contexto del estudio desarrollado en esta memoria.

En [H<sup>+</sup>89] se hace uso de diversos modelos teóricos para descomponer la SED doble como suma de las contribuciones de cada uno de los procesos de dispersión que se consideran relevantes en esta cinemática. Las distintas predicciones se ajustan de forma que la suma de todas ellas reproduzca el espectro experimental. Una vez aislados los distintos canales, se integra en  $\omega$  y se estima el porcentaje con el que cada proceso contribuye a la SED simple; los resultados obtenidos fueron los siguientes [H<sup>+</sup>89]: cuasielástico ( $QE$ )  $\leftrightarrow$  59 %, electroproducción de piones ( $\pi$ )  $\leftrightarrow$  6.5 %, cola de radiación ( $rad$ )  $\leftrightarrow$  22 % y dispersión profundamente inelástica ( $DIP$ )  $\leftrightarrow$  12.5 %. Estos resultados se usan, a su vez, para expresar la asimetría  $\overline{\mathcal{A}}_{exp}^{PV}$  como una combinación lineal de las asimetrías asociadas a los distintos procesos de dispersión:

$$\overline{\mathcal{A}}_{exp}^{PV} = 0.59 \overline{\mathcal{A}}_{QE}^{PV} + 0.065 \overline{\mathcal{A}}_{\pi}^{PV} + 0.22 \overline{\mathcal{A}}_{rad}^{PV} + 0.125 \overline{\mathcal{A}}_{DIP}^{PV}. \quad (13.15)$$

Cada una de las contribuciones previas es descrita en [H<sup>+</sup>89] introduciendo cuatro parámetros libres relacionados con las constantes de acoplamiento efectivas de la interacción débil (ver refs. [HS76, H<sup>+</sup>89]). Concretamente, la asimetría PVQE integrada resulta:

$$\begin{aligned} \overline{\mathcal{A}}_{QE}^{PV} &= (2.5\tilde{\alpha} + 1.33\tilde{\gamma} + 2.91\tilde{\beta} + 0.14\tilde{\delta}) \times 10^{-5} \\ &= (-1.40 \pm 0.73) \times 10^{-5}, \end{aligned} \quad (13.16)$$

donde se han considerado los siguientes valores de los parámetros libres:

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= -0.65 \pm 0.16, & \tilde{\beta} &= -0.04 \pm 0.19, \\ \tilde{\gamma} &= 0.143 \pm 0.0175, & \tilde{\delta} &= 1.07 \pm 1.83. \end{aligned} \quad (13.17)$$

Estos valores han sido ajustados de forma que reproduzcan el valor de  $\overline{\mathcal{A}}_{exp}^{PV}$  dado en (13.14) y otros datos asociados a distintos experimentos de dispersión (véase [H<sup>+</sup>89] para más detalles). El error en (13.16) ha sido calculado mediante propagación cuadrática de los errores de las constantes  $\tilde{\alpha}$ ,  $\tilde{\beta}$ ,  $\tilde{\gamma}$  y  $\tilde{\delta}$ .

El  ${}^9Be$  es un núcleo con 4 protones y 5 neutrones, es decir, su isospín total es distinto de cero. Además, no es un núcleo de capas llenas, y no disponemos, de momento, de funciones de onda relativistas para describir los estados ligados de los nucleones. Por este motivo, no presentamos resultados para este núcleo blanco con los modelos RMF-FSI o RPWIA. Sin embargo, con el objetivo de realizar una estimación muy general del proceso, mostraremos los resultados de estos dos modelos para  ${}^{16}O$  y  ${}^{12}C$  en las condiciones

cinemáticas del experimento. Por completitud, también presentaremos los resultados del modelo RFG para los dos núcleos anteriores y para el  ${}^9\text{Be}$ . Este estudio preliminar nos permitirá investigar la sensibilidad de la asimetría integrada con el núcleo blanco y con el modelo nuclear. Asimismo, podemos comparar nuestras predicciones con los resultados dados en (13.14) y (13.16). No obstante, dicha comparación, y las posibles conclusiones que se deriven de la misma, deben tomarse con gran precaución. No sólo es necesario disponer de una descripción satisfactoria de las funciones de onda nucleónicas involucradas en el proceso (modelo RMF aplicado al  ${}^9\text{Be}$ ), sino que el propio valor del dato experimental puede presentar una dependencia significativa con el método y modelos empleados para su determinación.

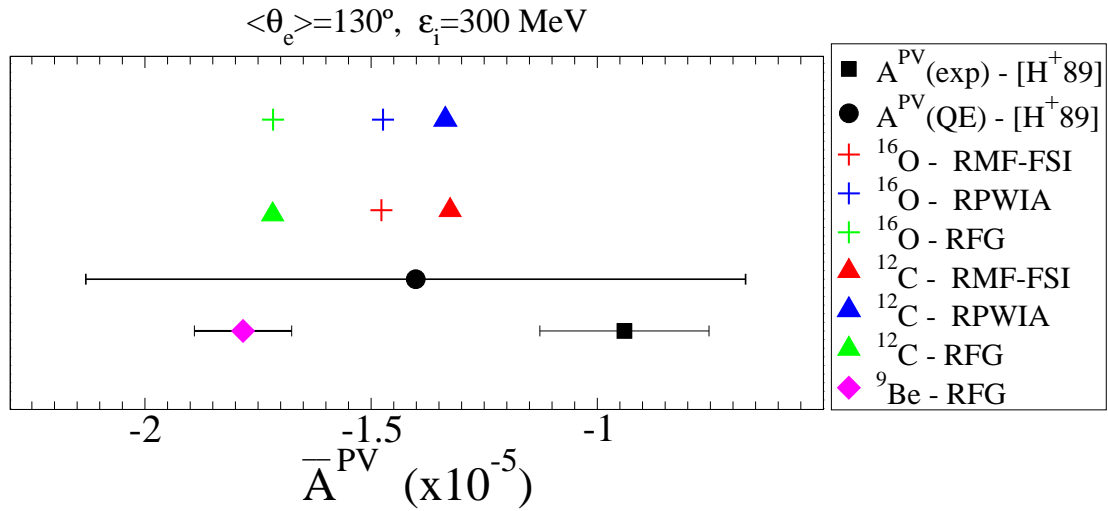


Figura 13.20: Asimetría de helicidad inclusiva integrada en la cinemática del experimento publicado en [H<sup>+</sup>89]:  $\varepsilon_i = 300$  MeV y  $115^\circ < \theta_e < 145^\circ$ . Representamos el valor experimental de la asimetría total para el  ${}^9\text{Be}$  dado en (13.14) (■) y el valor de la asimetría cuasielástica dado en (13.16) (●). Nuestra predicción teórica para el  ${}^9\text{Be}$  con el modelo RFG es representada por el símbolo violeta ◆, la barra de error representa la incertidumbre asociada a  $R_A^{T=1}$  (ver texto). También se muestran las predicciones teóricas para el  ${}^{16}\text{O}$  (+) y para el  ${}^{12}\text{C}$  (▲) calculadas con los modelos RMF-FSI (rojo), RPWIA (azul) y RFG (verde).

En la figura 13.20 representamos los valores de la asimetría PV experimental (13.14) y su contribución QE (13.16). Nuestra predicción teórica para  $\overline{A}_{QE}^{PV}$  con el RFG es representada por un rombo violeta. Hemos usado los factores de forma correspondientes a la situación GKex-(i) (ver sección 6.5). La barra de error en el resultado RFG corresponde al uso de los valores extremos de  $R_A^{T=1}$ . Por otro lado, hemos comprobado que el valor de  $\overline{A}_{QE}^{PV}$  es básicamente independiente del momento de Fermi que se considere: la variación

en la asimetría para un momento comprendido en el intervalo:  $115 < k_F < 165$  MeV, es inferior al 1%. Como se muestra en la figura, hacemos uso de distintas posiciones en el eje de ordenadas (diversas alturas) con el fin de distinguir claramente entre los resultados obtenidos con los diversos modelos.

Debido a que el  ${}^9\text{Be}$  tiene un neutrón desapareado, los argumentos mencionados en el apartado 13.4.1 sobre el efecto de la extrañeza magnética en la asimetría, no son, en principio, aplicables en este caso. Por ello, también hemos estudiado la influencia de la extrañeza magnética en la predicción de  $\overline{\mathcal{A}}_{QE}^{PV}$  para el  ${}^9\text{Be}$  haciendo uso del modelo RFG. La incertidumbre en la asimetría asociada a los valores extremos del intervalo  $\mu_s = -0.02 \pm 0.21$  es un orden de magnitud menor que la correspondiente al término  $R_A^{T=1}$ .

También se muestran en la Fig. 13.20 las predicciones para el  ${}^{12}\text{C}$  y el  ${}^{16}\text{O}$  usando los modelos RFG, RPWIA y RMF-FSI, y la prescripción de los factores de forma correspondiente a la situación GKex-(i). Como puede observarse de la comparación entre los resultados RPWIA y RMF, la asimetría integrada muestra muy poca sensibilidad con la FSI: diferencias inferiores al 1%. Por el contrario, la discrepancia entre RPWIA y RFG es  $\sim 25\%$ .

Para determinar la sensibilidad con el núcleo blanco, nos fijamos en un modelo en concreto, por ejemplo, el RMF-FSI. En este caso, la diferencia entre el resultado para el  ${}^{12}\text{C}$  y el  ${}^{16}\text{O}$  es  $\sim 7\%$  (un resultado similar se obtiene con el modelo RPWIA). Nótese que la asimetría  $\overline{\mathcal{A}}_{QE}^{PV}$  evaluada con el modelo RFG sería exactamente igual para todos los núcleos con igual número de protones y neutrones; la única diferencia procedería del valor del momento de Fermi considerado para cada núcleo. Como se ha mencionado antes, la dependencia con el momento de Fermi es irrelevante, lo cual explica que la diferencia entre  ${}^{12}\text{C}$  y  ${}^{16}\text{O}$  con el RFG sea imperceptible.

Por último, el gran error asociado al valor experimental de  $\overline{\mathcal{A}}_{QE}^{PV}$  (13.16) impide extraer información de interés sobre la estructura del nucleón a partir de su comparación con las predicciones teóricas. Nótese que todos los modelos y aproximaciones consideradas conducen a estimaciones teóricas que se encuentran dentro del rango de valores permitidos por el experimento.

## 13.7. Intercambio de mesones y corrientes de correlación

Todo el análisis realizado en esta memoria corresponde a la aproximación de impulso (IA), es decir, un solo nucleón interviene en el proceso de dispersión y consiguientemente, el proceso nuclear viene descrito como suma incoherente de procesos nucleónicos. A pesar de



esta simplificación en el análisis del mecanismo de reacción, la aproximación de impulso ha mostrado ser un tratamiento excelente en la descripción del pico cuasielástico. No obstante, algunos ingredientes más allá de la aproximación de impulso, en concreto, las corrientes de intercambio de mesones (MEC) y corrientes de correlación, pueden modificar en algún sentido los resultados, y conclusiones derivadas de los mismos, que se han mostrado en las secciones previas.

En esta sección nuestro objetivo es simplemente mostrar unas pinceladas generales sobre las MEC/correlaciones y su posible impacto en el estudio de las respuestas de interferencia electrodébil, y en especial, en la asimetría PVQE. El cálculo de las contribuciones piónicas en las respuestas 1p-1h (partícula-agujero) es bastante complejo y, en el contexto de modelos nucleares “realistas”, como el modelo de capas, sólo ha sido posible a través de aproximaciones no relativistas [ALC93, ACL94, ALC99] (o “semi-relativistas” [ABCK03, KAC03, KAC04]) para las respuestas EM. Por el contrario, en el contexto del modelo RFG, en las refs. [A<sup>+</sup>02b, A<sup>+</sup>02a] se presentó un cálculo completamente relativista de las contribuciones piónicas en las respuestas EM y de interferencia. Asimismo, se analizó el impacto de dichas contribuciones en la asimetría PV. Es importante señalar que el estudio presentado en [A<sup>+</sup>02a] sobre las contribuciones MEC en las respuestas de interferencia (análogamente en la asimetría) no es completo. Sólo se consideraron los operadores de corriente a dos cuerpos en el caso del vértice EM, describiendo el vértice débil siempre a partir del operador a un cuerpo. Por otra parte, los resultados en [A<sup>+</sup>02a] deben englobarse exclusivamente dentro del contexto del modelo RFG.

Así pues, la discusión que sigue, y en especial, el posible impacto que las contribuciones piónicas pueden tener sobre los resultados mostrados en las secciones previas, debe tomarse con una gran precaución. Nótese que aún no existe ningún análisis de las MEC en el contexto del modelo de campo medio relativista considerado en este trabajo. El análisis realizado en [A<sup>+</sup>02a] (modelo RFG) muestra por separado la contribución a las respuestas de las MEC: término de contacto (“seagull”) y pión en vuelo (“pion-in-flight”), y correlaciones: término vértice y auto-energía. El modelo RMF considerado en esta memoria no incorpora las dos contribuciones MEC; sin embargo, es difícil determinar hasta qué punto la contribución de las correlaciones no se hallan incorporadas, de modo fenomenológico, en el propio modelo RMF. Por consiguiente, en la discusión que sigue se discuten los efectos introducidos en los observables electrodebiles (respuestas y asimetría) por las corrientes piónicas, con especial mención a los dos términos asociados a las MEC.

En las respuestas transversales,  $\tilde{R}^T$ ,  $\tilde{R}^{T'}$ , el efecto de las MEC (análogamente para el término de vértice) es muy pequeño. La modificación más importante procede de la auto-energía. Por el contrario, en el canal longitudinal,  $\tilde{R}^L$ , la contribución principal está ligada al término de vértice, siendo despreciable la contribución asociada a las MEC (y

auto-energía).

El estudio de las contribuciones piónicas en la asimetría PVQE muestra que dichas contribuciones se ponen más claramente de manifiesto para ángulos de dispersión pequeños (dispersión hacia adelante). Nótese que en esta situación cinemática la respuesta longitudinal tiene un peso relativo mayor (especialmente para valores no muy grandes del momento transferido). Como ya se ha mencionado, el término de vértice produce el efecto más importante. Por el contrario, los efectos asociados exclusivamente a las MEC apenas alteran el resultado correspondiente al caso libre (RFG). En dispersión hacia atrás, la asimetría se muestra completamente insensible a las contribuciones piónicas. El efecto asociado al término de auto-energía (que produce la contribución más importante) tiende a cancelarse entre las respuestas de interferencia y las EM. Por el contrario, la contribución exclusiva de las MEC (y vértice) es despreciable en todos los casos.

Así pues, concluimos que la asimetría PVQE en ángulos de dispersión hacia atrás es prácticamente independiente de los efectos de las corrientes de intercambio de piones. Este resultado apoya la idea sugerida por Donnelly, Musolf y colaboradores [D<sup>+</sup>92, MD92, M<sup>+</sup>94b] sobre la utilización de la asimetría PVQE para la extracción del factor de forma axial-vector. La situación en dispersión hacia adelante y valores pequeños de  $q$  es algo distinta debido a la contribución del canal  $L$  y los efectos significativos introducidos por el término vértice. No obstante, es importante señalar que las dos contribuciones asociadas a las MEC: término de contacto y pión en vuelo, modifican sólo ligeramente el resultado “libre” RFG (aproximación de impulso) de la asimetría. En cualquier caso, el análisis de esta región (ángulos pequeños de dispersión) requerirá en el futuro un estudio más profundo de las corrientes piónicas.



# Capítulo 14

## Summary and conclusions

Part III of this thesis has been devoted to the study of parity violating quasielastic electron-nucleus scattering. Our main interest in this process has been to explore new observables (in addition to the ones attached to the elastic electron-nucleon reaction) that allow us to get new and precise information on the nucleon structure. In particular, PVQE reactions on complex nuclei can provide information on the weak neutral current (WNC) form factors that complements the one obtained from other processes such as elastic scattering off protons (Part II), elastic and quasielastic electron scattering off helium [A<sup>+</sup>06a, A<sup>+</sup>06b] and deuterium [BPS05], neutrino scattering, etc.

We have started describing the exclusive scattering process,  $A(\vec{e}, e'N)B$ , in which both the scattered electron and the ejected nucleon are detected in coincidence. Thereby, in Chapter 11 we present in detail the kinematics and general formalism needed to compute the exclusive differential cross section (DCS) and its decomposition in response functions. This chapter also contains a careful discussion on the impulse approximation (IA) and the particular models we have considered. Finally, a complete analytical calculation of the EM and interference nuclear tensors (likewise for the responses) within the relativistic plane wave impulse approximation (RPWIA) is presented in Sect. 11.5.

In Chapter 12 the results corresponding to the exclusive observables are presented and analyzed. First, off-shell effects in the interference responses are considered within the framework of the RPWIA. The nucleonic interference responses are evaluated by isolating the  $uu$ ,  $uv$  and  $vv$  contributions; each response has been computed using the prescription CC1 and CC2 and, for the longitudinal channel, results are shown for the three gauges: Landau, Coulomb and Weyl. This analysis has also been applied to the hadronic responses that are given as the product of the nucleonic responses and the momentum distributions of the nucleon. Most of our conclusions concerning off-shell effects are consistent with those reported in [CDMU98a] for the EM responses. We may summarize our main findings as follows:

- The use of the CC1 current tends to magnify relativistic dynamical effects, i.e., the contribution linked to the lower components in the nucleon wave function. Differences between the results of CC1 and CC2 currents come from  $vv$  and, particularly,  $uv$  contributions. Notice that the momentum distribution  $N_{vv}$  is several orders of magnitude smaller than  $N_{uv}$ .
- Responses evaluated within the Landau and Coulomb gauges are very similar. On the contrary, the Weyl gauge leads to very significant differences that, for some kinematics, are not consistent with data for the EM responses. Therefore, most of the results shown in this thesis have been obtained with the Landau gauge.

From our study we find that the proton knockout interference responses are similar to the neutron knockout ones. This result differs from the one pertained to the EM responses where the longitudinal contribution (related with the electric charge) is very small in the neutron responses.

We have analyzed the effects introduced by final state interactions (FSI) in the interference responses and have computed the helicity asymmetry associated to the exclusive process. As already mentioned in the thesis, the analysis of the weak interaction through PV electron scattering needs observables whose existence is unequivocally due to such interaction. Thus, in the elastic case (Part II) we have proved that the helicity asymmetry (or PVep asymmetry) is an excellent tool for this purpose. However, the situation is not so clear for exclusive processes. Here the inclusion of FSI in the description of the scattering process gives rise the so-called fifth EM response,  $R^{TL'}$ . This response only enters when the electron helicity is measured and, moreover, it depends on the azimuthal angle as  $\sin \phi$ . Therefore, unless the angle  $\phi$  is very close to zero (with an accuracy higher than one thousandth of a degree), the helicity asymmetry cannot provide information on the interference responses.

The parity violating inclusive quasielastic electron scattering process, whose study is the main goal of this Part III, is introduced in Sects. 11.3 and 11.5. The inclusive differential cross section and related responses are constructed from the corresponding exclusive ones introduced in previous sections. In Chapter 13 the parity violating asymmetry linked to the inclusive quasielastic process ( $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$ ) is defined and the corresponding results are presented and analyzed in detail. One of our basic goals has been to explore the possibility to extract nucleonic information from the study of the observable  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$ . In order to simplify the analysis we have isolated in  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  its  $L$  contribution (linked to  $\tilde{R}^L$ ),  $T$  contribution (linked to  $\tilde{R}^T$ ) and  $T'$  contribution (linked to  $\tilde{R}^{T'}$ ). We have found that the  $T$  component dominates for all kinematical situations independently of the scattering angle considered; on the contrary, the  $L$  contribution is negligible at backward scattering angles while  $T'$  tends to cancel out at forward angles.

Because this process involves complex targets (nuclei), we have quantified the uncertainties in the responses and the asymmetry linked to the following ingredients:

- *Treatment of FSI and description of the nucleon wave function (Sec. 13.2).*

The addition of FSI in the description of the scattering process produces a visible change in the shape of the responses (symmetric in RPWIA and asymmetric with a higher tail in FSI) and a shift to higher values of  $\omega$ . In particular, FSI reduce the height of the maximum of  $R^{L,T}$  and  $\tilde{R}^{T,T'}$  around 15 – 20 %. The role played by the distortion of the lower components of the nucleon wave function (FSI *vs* EMA) in the responses is of the order of  $\sim 5 - 10$  %. The behavior of the interference longitudinal response  $\tilde{R}^L$  is clearly different. Here FSI do not reduce the height of the maximum but tend to increase the total area under the response which is notably larger than in RPWIA. This *strange* behavior of  $\tilde{R}^L$  can be justified because of the smallness of this response (one order of magnitude smaller than the others); the effect in  $\tilde{R}^L$  due to the distortion of the lower components of the nucleon wave function is very important (notice that  $\tilde{R}^L$  computed in EMA, contrary to  $\tilde{R}^L$  evaluated with full FSI, presents the same general behavior as the rest of responses).

With regards to the PVQE asymmetry, we have found that in the region of  $\omega$  around the maximum of the quasielastic peak the difference between RPWIA, FSI and EMA results is  $\sim 1$  % ( $\sim 5$  %) at forward (backward) scattering angles. For values of  $\omega$  away from the center of the quasielastic peak those differences are always below  $\sim 10$  % ( $\sim 15$  %) at forward (backward) angles.

- *Treatment of the hadronic vertex (off-shell effects, Sect. 13.3).*

Effects in the transverse responses  $R^T$  and  $\tilde{R}^{T,T'}$  (with FSI) linked to the election of the current operator (CC1 *vs* CC2) deserve to be commented: differences are of the order of 20 – 40 %. These discrepancies show up in the PVQE asymmetry. At forward scattering angles the uncertainty is of the order of 15 – 30 % in the region of  $\omega$  around the maximum of the responses. At backward angles the differences reduce notably being lower than 5 % in the same region of  $\omega$ . Finally, the three gauges, Landau, Coulomb and Weyl, provide very similar responses when using CC2 and RMF-FSI. On the contrary, the use of CC1 leads to significant differences in the responses, particularly, in the case of the Weyl gauge. The effects in the asymmetry due to the choice of the gauge are tiny at backward scattering angles because of the negligible contribution of the longitudinal responses. These effects remain to be small at forward scattering angles except for the CC1(3) prescription.

Once nuclear effects have been analyzed, we study in Sect. 13.4 the sensitivity of the PVQE asymmetry to the nucleon form factors description. We have found that the

asymmetry shows a very mild dependence with the magnetic strangeness content in the nucleon because of cancellations between the proton and neutron contributions. A similar comment applies to the isoscalar contributions (including axial-vector strangeness contribution). Regarding the sensitivity of the PVQE asymmetry on the electric strangeness content, at forward scattering angles it is of the order of  $\sim 13\%$  (for the  $q$  values studied in this work). This result has been estimated by considering the extreme values of the parameter  $\rho_s = 0.59 \pm 0.62$  that are consistent with the analysis of the PVep asymmetry data presented in Part II (see table 6.1). It is important to point out that getting nucleonic information from measurements of  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  at forward scattering angles is not free from ambiguities. On one hand, the choice of CC1 and/or CC2 (off-shell effects) gives rise to differences in the asymmetry of the order of  $\sim 30\%$  ( $\sim 17\%$ ) at  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). On the other hand, effects linked to meson exchange currents (MEC) could modify significantly the results obtained at this kinematics (see Sect. 13.7).

The situation is much more favorable at backward angles. Here the election of  $R_A^{T=1}$  within the range given by  $[-0.598, 0.082]$  produces a change in the PVQE asymmetry of the order of  $\sim 10\%$  ( $\sim 8\%$ ) at  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). On one hand, MEC effects in the asymmetry at backward scattering angle are expected to be small: below  $\sim 0.5\%$  at  $q = 500$  MeV and much smaller at higher  $q$  (see ref. [A<sup>+</sup>02a]). On the other, off-shell effects are considerably reduced at backward angles:  $\sim 5\%$  ( $\sim 2.5\%$ ) at  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). Therefore, we conclude that a measurement of the PVQE asymmetry at backward scattering angles and transferred momentum  $q \approx 500 - 1000$  MeV would be very useful to estimate the radiative corrections that enter in the isovector axial-vector sector of the weak neutral current  $R_A^{T=1}$ .

One of the main sources of error in the determination of the strange form factors (Part II) comes from the uncertainty linked to  $R_A^{T=1}$  due to the correlation between  $\mu_s$  and  $R_A^{T=1}$  at backward scattering angles. In other words,  $\mu_s$  values obtained from the analysis of the PVep asymmetry data (Part II) are affected by the value of  $R_A^{T=1}$  employed in the fit. Moreover, due to the strong correlation between  $\mu_s$  and  $\rho_s$ , the value of the latter depends strongly on the value of the former. Thus, a more accurate determination of  $R_A^{T=1}$  would reduce significantly the theoretical uncertainties associated to the vector strange form factors. This would also establish constraints that any theoretical model aiming to describe the so called anapole effects (implicit in  $R_A^{T=1}$ ) should fulfill.

# Capítulo 15

## Resumen y conclusiones

La Parte III de esta memoria de tesis se ha dedicado al estudio del proceso de dispersión cuasielástica de electrones por núcleos con violación de paridad. La motivación fundamental para estudiar este tipo de procesos es determinar si pueden definirse observables que permitan extraer información sobre la estructura del nucleón. En especial, información sobre los factores de forma débiles que complementa a la obtenida a partir de otro tipo de procesos: dispersión elástica de electrones por protones (Parte II), dispersión elástica y cuasielástica de electrones por helio [A<sup>+</sup>06a, A<sup>+</sup>06b] y deuterio [BPS05], dispersión de neutrinos, etc.

Hemos comenzado describiendo el proceso exclusivo, en el que tanto el electrón como el nucleón dispersados son detectados. Así, en el capítulo 11 se presenta en detalle la cinemática, el cálculo de la sección eficaz diferencial (SED) exclusiva con violación de paridad, la descomposición de la SED en funciones de respuesta, la aproximación de impulso y los modelos basados en dicha aproximación que hemos usado en este trabajo. En la sección 11.5 se presenta el cálculo analítico completo de los tensores EM y de interferencia, así como de las respuestas, en el contexto de la aproximación relativista de impulso de ondas planas (RPWIA).

En el capítulo 12 se discuten y analizan los resultados exclusivos. En primer lugar, trabajando con el modelo RPWIA, hemos estudiado los efectos *off-shell* en las respuestas de interferencia. Para ello, hemos mostrado las respuestas nucleónicas de interferencia separando las contribuciones *uu*, *uv* y *vv*; cada respuesta ha sido calculada usando la prescripción CC1 y CC2 y, en el caso de las respuestas longitudinales, se muestran los resultados correspondientes a trabajar en el *gauge* de Landau, Coulomb y Weyl. Posteriormente, hemos mostrado las respuestas hadrónicas de interferencia (respuestas nucleónicas multiplicadas por las distribuciones de momento del nucleón) y evaluado el impacto que el uso de las diversas descripciones de la corriente tiene en las mismas. Los resultados más significativos relacionados con los efectos *off-shell* que se derivan de



nuestro análisis coinciden con los encontrados para las respuestas EM [CDMU98a]. De modo esquemático, los aspectos más relevantes son los siguientes:

- El uso de la corriente CC1 tiende magnificar los efectos dinámicos relativistas. Así, las diferencias en las respuestas hadrónicas debido al uso de las prescripciones CC1 frente a CC2 provienen fundamentalmente de las contribuciones  $vv$  y, en especial, de las  $uv$  (la distribución de momentos  $N_{vv}$  es varios órdenes de magnitud menor y, en general, la contribución de las respuestas  $R_{vv}$  es despreciable).
- Las respuestas calculadas en el *gauge* de Landau y Coulomb son muy similares. Por el contrario, las respuestas calculadas en el *gauge* de Weyl son dramáticamente distintas a las anteriores e incompatibles con numerosos datos experimentales. Este hecho justifica que hayamos elegido el *gauge* de Landau para la obtención del resto de resultados mostrados en la memoria.

Por otro lado, hemos comprobado que todas las respuestas de interferencia asociadas a la dispersión de neutrones son similares a las de protones. Este resultado difiere claramente de lo que se observa en las respuestas EM, en las cuales la contribución longitudinal (relacionada con la carga eléctrica) para neutrones es muy pequeña.

Después de analizar brevemente el cambio en las respuestas de interferencia debido a la inclusión de la FSI, hemos calculado la asimetría de helicidad asociada al proceso exclusivo. Como se ha mencionado en repetidas ocasiones a la largo de este trabajo, para poder medir efectos asociados a la interacción débil es preciso construir observables cuya existencia sea debida inequívocamente a tal interacción. Así, en el caso elástico (Parte II), demostramos que la asimetría de helicidad o asimetría PVep es una herramienta excelente para tal fin. Sin embargo, en el caso exclusivo cuasielástico la situación es más compleja. Hemos comprobado que cuando se incorpora la FSI en la descripción del proceso aparece en la sección eficaz diferencial la denominada quinta respuesta EM,  $R^{TL'}$ . Esta respuesta va ligada a la determinación o medida de la helicidad del electrón incidente y, además, depende del ángulo acimutal a través de la función:  $\sin\phi$ . Así pues, se concluye que a menos que el valor de  $\phi$  sea muy próximo a cero (con una precisión experimental superior a la milésima de grado), la asimetría de helicidad no podrá aportarnos información sobre las respuestas de interferencia.

El proceso inclusivo de dispersión cuasielástica de electrones con violación de paridad, cuyo estudio es el objetivo central de esta parte de la memoria, fue introducido en las secciones 11.3 y 11.5. Se presenta claramente la forma en la que se construyen las respuestas y la sección eficaz inclusiva a partir de las correspondientes expresiones exclusivas. En el capítulo 13 se define la asimetría de paridad ( $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$ ) asociada a este proceso inclusivo y se analizan los resultados. Uno de los objetivos básicos es determinar si es posible extraer información nucleónica a partir del estudio de este proceso,

concretamente, a partir de la asimetría PVQE. Para simplificar el análisis, descomponemos  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  en sus contribuciones  $L$  (asociada a la respuesta  $\tilde{R}^L$ ),  $T$  (asociada a la respuesta  $\tilde{R}^T$ ) y  $T'$  (asociada a la respuesta  $\tilde{R}^{T'}$ ). Hemos comprobado que la componente  $T$  domina en todos los casos independientemente del ángulo de dispersión; por el contrario, la contribución  $L$  es despreciable para ángulos de dispersión hacia atrás, mientras que la contribución  $T'$  tiende a anularse para ángulos hacia adelante.

Al tratarse de un proceso en el que intervienen blancos complejos (núcleos), hemos cuantificado las incertidumbres en las respuestas y en la asimetría debidas a los siguientes ingredientes:

- *Incorporación de la interacción de estados finales y descripción de la función de onda del nucleón (sección 13.2).*

El efecto de la incorporación de la FSI produce en las respuestas (EM y de interferencia) un cambio en la forma (simétrica en RPWIA y asimétrica con un mayor peso en la cola en FSI) y un desplazamiento del máximo hacia valores más positivos de  $\omega$ . En particular, en las respuestas  $R^{L,T}$  y  $\tilde{R}^{T,T'}$  la incorporación de la FSI reduce la altura del máximo en torno a un 15 – 20 %. Asimismo, el efecto de la distorsión de las componentes inferiores de la función de onda del nucleón en esas respuestas (FSI vs EMA) es relativamente pequeño ( $\sim 5 - 10 \%$ ). El comportamiento de la respuesta  $\tilde{R}^L$  es claramente distinto al resto. El efecto de la FSI en  $\tilde{R}^L$  no reduce la altura del máximo sino que tiende a magnificar la respuesta siendo el área bajo la misma claramente mayor que en el caso RPWIA. Esto puede explicarse por el hecho de que  $\tilde{R}^L$  es muy pequeña (aproximadamente un orden de magnitud menor que el resto de respuestas) y, por tanto, los efectos de la distorsión de las componentes inferiores de la función de onda son más notables en este caso (nótese que  $\tilde{R}^L$  evaluada en EMA tiene el mismo comportamiento general que el resto de respuestas).

Respecto a la asimetría PVQE, hemos comprobado que en la región de  $\omega$  en torno al centro del pico cuasielástico las diferencias entre los modelos RPWIA, RMF-FSI y EMA son  $\sim 1 \%$  ( $\sim 5 \%$ ) en ángulos de dispersión hacia adelante (hacia atrás). Asimismo, para valores de  $\omega$  alejados del centro del pico cuasielástico las diferencias encontradas son siempre inferiores al  $\sim 10 \%$  ( $\sim 15 \%$ ) para ángulos de dispersión hacia adelante (hacia atrás).

- *Tratamiento del vértice hadrónico (efectos “off-shell”, sección 13.3).*

Merecen ser destacados los efectos en las respuestas transversales ( $R^T$  y  $\tilde{R}^{T,T'}$ ) evaluadas con el modelo RMF-FSI asociados a la elección del operador de corriente, CC1 frente a CC2: diferencias en torno al 20 – 40 %. Obviamente, estas diferencias se ponen de manifiesto en la asimetría. En ángulos de dispersión hacia adelante se

encuentran diferencias en torno al 15 – 30 % en la región de  $\omega$  en torno al máximo de las respuestas. En ángulos de dispersión hacia atrás las diferencias se reducen notablemente pasando a ser inferiores al 5 % en la misma región de  $\omega$ .

Por último, los tres gauge (Landau, Coulomb y Weyl) producen prácticamente el mismo resultado en las respuestas cuando se usa el operador de corriente CC2 y el modelo RMF-FSI. Por el contrario, cuando se usa el operador CC1 se encuentran diferencias apreciables, especialmente entre los resultados en el gauge de Weyl y el resto. El efecto en la asimetría debido a la elección del *gauge* es prácticamente nulo en ángulos de dispersión hacia atrás debido a la pequeña contribución de las respuestas longitudinales. En ángulos hacia adelante los efectos siguen siendo pequeños excepto para la corriente CC1(3).

Una vez evaluados los efectos nucleares, en el apartado 13.4 hemos estudiado la sensibilidad de la asimetría con la descripción de los factores de forma. Hemos comprobado que la asimetría PVQE presenta poca sensibilidad con el contenido de extrañeza magnética debido a cancelaciones entre las contribuciones de protones y neutrones. El mismo efecto tiende a cancelar las contribuciones isoescalares (incluyendo la extrañeza axial-vector) del factor de forma axial-vector.

Respecto a la sensibilidad de la asimetría PVQE con el contenido de extrañeza eléctrica, ésta es apreciable (para ángulos de dispersión hacia adelante):  $\sim 13\%$  para los valores de  $q$  estudiados. Para evaluar tal efecto, hemos considerado los valores extremos del parámetro  $\rho_s = 0.59 \pm 0.62$ , consistentes con el análisis de los datos experimentales de la asimetría PVep realizado en la Parte II (ver tabla 6.1). A pesar de este hecho, la extracción de información nucleónica a partir de medidas de  $\mathcal{A}_{QE}^{PV}$  en dispersión hacia adelante resulta cuestionable. Por una parte, el usar la corriente CC1 o CC2 (efectos *off-shell*) produce diferencias en la asimetría del orden de:  $\sim 30\%$  ( $\sim 17\%$ ) para  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). Por otra parte, efectos asociados a las contribuciones piónicas podrían modificar los resultados obtenidos en esta situación cinemática (véase discusión en el apartado 13.7).

La situación es claramente distinta en dispersión hacia atrás. Una variación en el valor de  $R_A^{T=1}$  comprendida entre  $-0.598$  y  $0.082$  conduce a una modificación en la asimetría PVQE:  $\sim 10\%$  ( $\sim 8\%$ ) para  $q = 500$  MeV ( $q = 1000$  MeV). Además, el efecto de las corrientes de intercambio mesónicas (MEC) en dispersión hacia atrás es muy pequeño: inferior al  $\sim 0.5\%$  en  $q = 500$  MeV y mucho menor para valores mayores del momento transferido (véase ref. [A<sup>+</sup>02a]). Por otra parte, los efectos *off-shell* se reducen de manera importante:  $\sim 5\%$  para  $q = 500$  MeV y  $\sim 2.5\%$  para  $q = 1000$  MeV. Por todo ello, concluimos que medidas de la asimetría PVQE en dispersión hacia atrás y para momentos transferidos en el intervalo  $q = 500 - 1000$  MeV serían de gran utilidad para la determinación del factor  $R_A^{T=1}$ .

---

Una de las mayores fuentes de incertidumbre en la determinación de los factores de forma vector extraños (Parte II) proviene del error en  $R_A^{T=1}$  debido a la correlación existente entre los parámetros  $\mu_s$  y  $R_A^{T=1}$  en dispersión hacia atrás. En otras palabras, los valores de  $\mu_s$  obtenidos en el análisis de los datos de la asimetría PVep (Parte II) son sensibles al valor de  $R_A^{T=1}$  que se utilice. Asimismo, debido a la correlación entre  $\mu_s$  y  $\rho_s$ , el valor del último depende en gran medida del primero. Por tanto, una mejora en la determinación de  $R_A^{T=1}$  reduciría drásticamente las incertidumbres teóricas en la extracción de los factores de forma vector extraños. Además, permitiría establecer límites que cualquier modelo teórico que pretenda calcular los llamados efectos anapolares (implícitos en  $R_A^{T=1}$ ) debería respetar.



# Apéndice A

## Notación y convenios

### 1. Notación.

En este trabajo consideramos el sistema natural de unidades:  $\hbar = c = 1$ .

Los cuadvectores se representan con letras mayúsculas ( $A$ ), y en ocasiones, para mayor claridad, se representan con un superíndice (subíndice) griego,  $A^\mu$ . Los trivectores asociados se denotan con letras minúsculas y en negrita,  $\mathbf{a}$ , y sus módulos en letras minúsculas simples,  $a$ .

La métrica empleada es tal que la contracción de dos cuadvectores viene dada por:

$$A \cdot B = A_\mu B^\mu = g_{\mu\nu} A^\nu B^\mu = A^0 B^0 - A^1 B^1 - A^2 B^2 - A^3 B^3, \quad (\text{A.1})$$

donde las componentes contravariantes de  $A^\mu$  (análogamente para  $B^\mu$ ) son

$$A^\mu \equiv (A^0, A^1, A^2, A^3) \equiv (A^0, \mathbf{a}) \quad (\text{A.2})$$

$A^0$  es la denominada componente temporal y  $A^i$ ,  $i = 1, 2, 3$  las componentes espaciales. Las componentes covariantes se obtienen cambiando el signo de las componentes espaciales.

### 2. Soluciones libres de Dirac.

La función de onda solución de la ecuación de Dirac para partículas libres la escribiremos como:

- Energía positiva

$$\Psi^{(+)}(X) = \sqrt{\frac{M}{E V}} u(\mathbf{p}, s) e^{-iP \cdot X} \quad (\text{A.3})$$

- Energía negativa

$$\Psi^{(-)}(X) = \sqrt{\frac{M}{E V}} v(\mathbf{p}, s) e^{iP \cdot X} \quad (\text{A.4})$$

$V$  denota el volumen donde está contenida la función de onda,  $M$  y  $E$  corresponden a la masa y energía de la partícula, respectivamente. El espinor libre de Dirac para una partícula con momento  $\mathbf{p}$  y proyección de espín  $s$  viene dado por

- Energía positiva

$$u(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\frac{E+M}{2M}} \begin{pmatrix} \chi_s \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E+M} \chi_s \end{pmatrix}, \quad (\text{A.5})$$

- Energía negativa

$$v(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\frac{E+M}{2M}} \begin{pmatrix} \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E+M} \chi_{-s} \\ \chi_{-s} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.6})$$

donde  $E = \sqrt{M^2 + p^2}$ ,  $\chi_s$  es el biespinor que define la proyección del espín y  $\boldsymbol{\sigma}$  representa las matrices de Pauli. Con estas definiciones, la normalización de los espinores viene dada en la forma:

$$\bar{u}(\mathbf{p}, s)u(\mathbf{p}, s) = 1, \quad \bar{v}(\mathbf{p}, s)v(\mathbf{p}, s) = -1. \quad (\text{A.7})$$

Los espinores de Dirac son soluciones de las ecuaciones:

$$(\not{P} - M)u(\mathbf{p}, s) = 0, \quad (\not{P} + M)v(\mathbf{p}, s) = 0. \quad (\text{A.8})$$

Además se verifica:

- Energía positiva

$$u_\alpha(\mathbf{p}, s)\bar{u}_\beta(\mathbf{p}, s) = \left[ \frac{\not{P} + M}{2M} \frac{\mathbf{1} + \gamma_5 \not{S}}{2} \right]_{\alpha\beta} \quad (\text{A.9})$$

- Energía negativa

$$v_\alpha(\mathbf{p}, s)\bar{v}_\beta(\mathbf{p}, s) = \left[ \frac{\not{P} - M}{2M} \frac{\mathbf{1} + \gamma_5 \not{S}}{2} \right]_{\alpha\beta}. \quad (\text{A.10})$$

Por otro lado, si sumamos en el espín, se obtiene:

- Energía positiva

$$\sum_s u_\alpha(\mathbf{p}, s)\bar{u}_\beta(\mathbf{p}, s) = \left[ \frac{\not{P} + M}{2M} \right]_{\alpha\beta} \quad (\text{A.11})$$

- Energía negativa

$$\sum_s v_\alpha(\mathbf{p}, s) \bar{v}_\beta(\mathbf{p}, s) = \left[ \frac{\not{p} - M}{2M} \right]_{\alpha\beta}. \quad (\text{A.12})$$

Finalmente, la relación de completitud para los espinores de Dirac es:

$$\sum_s [u_\alpha(\mathbf{p}, s) \bar{u}_\beta(\mathbf{p}, s) - v_\alpha(\mathbf{p}, s) \bar{v}_\beta(\mathbf{p}, s)] = \delta_{\alpha\beta} \quad (\text{A.13})$$

### 3. Transformada de Fourier.

Definimos la transformada de Fourier de una función  $\Psi(\mathbf{x})$  como:

$$\Psi(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\mathbf{x} \Psi(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}, \quad (\text{A.14})$$

mientras que la transformada inversa es:

$$\Psi(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\mathbf{p} \Psi(\mathbf{p}) e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{p}}, \quad (\text{A.15})$$

Con esta definición se tiene la siguiente normalización:

$$\int d\mathbf{x} |\Psi(\mathbf{x})|^2 = \int d\mathbf{p} |\Psi(\mathbf{p})|^2 = 1 \quad (\text{A.16})$$

### 4. Convenios

El tensor totalmente antisimétrico de Levi-Civita,  $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ , es tal que es nulo si dos o más índices están repetidos, y es  $+1$  ( $-1$ ) si  $(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$  es una permutación par (impar) de  $(0,1,2,3)$ . Por lo tanto, su forma covariante,  $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$ , será  $-1$  ( $+1$ ) si  $(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$  es una permutación par (impar) de  $(0,1,2,3)$  y nulo para índices repetidos.

Definición de  $\gamma^5$  como producto de las matrices de Dirac:

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (\text{A.17})$$

Definición del tensor antisimétrico  $\sigma^{\mu\nu}$ :

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] = i(\gamma^\mu\gamma^\nu - g^{\mu\nu}). \quad (\text{A.18})$$

Relaciones de anticonmutación de las matrices de Dirac:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad \{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0. \quad (\text{A.19})$$

El término  $g^{\mu\nu}$  corresponde al tensor métrico que define la métrica del espacio-tiempo de Minkowski. En nuestro caso:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -\mathbf{1} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.20})$$





# Apéndice B

## Sección eficaz diferencial del proceso $A(\vec{e}, e'N)B$

En este apéndice presentamos en detalle el cálculo de la sección eficaz diferencial para el proceso exclusivo  $A(\vec{e}, e'N)B$ .

La expresión general para la sección eficaz es:

$$d\sigma = \frac{|S_{fi}|^2}{T\Phi_{inc}} dN_f, \quad (\text{B.1})$$

donde  $\Phi_{inc}$  es el flujo incidente,  $dN_f$  la densidad de estados finales, y normalizamos en el tiempo,  $T$ . Puede demostrarse que, en este caso,  $\Phi_{inc} = 1/V$ . Por otro lado, para el proceso  $A(\vec{e}, e'N)B$  la densidad de estados finales puede escribirse:

$$dN_f = \frac{V}{(2\pi)^3} d\mathbf{k}_f \frac{V}{(2\pi)^3} d\mathbf{p}_N \frac{V}{(2\pi)^3} d\mathbf{p}_B \rho(\epsilon_B^*) d\epsilon_B^*. \quad (\text{B.2})$$

El término  $\rho(\epsilon_B^*) d\epsilon_B^*$  se introduce para considerar la posibilidad de que el sistema B sea un estado no ligado y su energía y momento no estén correlacionados.  $\rho(\epsilon_B^*)$  representa la densidad de estados excitados de tal forma que  $\int_{\Delta E} \rho(\epsilon_B^*) d\epsilon_B^*$  representa el número de estados de B en el intervalo de energía  $\Delta E$ .

A continuación, analizamos la amplitud de transición del proceso,  $|S_{fi}|^2$ . En general, el elemento de matriz  $S$  asociado a un proceso de dispersión se expresa en la forma:

$$S_{fi} = -i \int d^4 X H_I^{NC}(X), \quad (\text{B.3})$$

donde

$$H_I^{NC} = j_\mu^\gamma(X) A^\mu(X) + j_\mu^Z(X) Z^\mu(X) \quad (\text{B.4})$$

representa el hamiltoniano de interacción.

Introduciendo las expresiones de las corrientes leptónicas y de los potenciales (ver apartado 1.4) en (B.3) y considerando los electrones como ondas planas, podemos integrar en  $X$  y  $Q$  obteniendo:

$$(S_{fi})_\gamma = \frac{m}{V\sqrt{\varepsilon_i\varepsilon_f}} j_\gamma^\mu \frac{ig_{\mu\nu}}{Q^2} \int d^4Y J_\gamma^\nu(Y) e^{-iQ\cdot Y}, \quad (\text{B.5})$$

$$(S_{fi})_Z = \frac{m}{V\sqrt{\varepsilon_i\varepsilon_f}} j_Z^\mu \frac{-ig_{\mu\nu}}{M_Z^2} \int d^4Y J_Z^\nu(Y) e^{-iQ\cdot Y}. \quad (\text{B.6})$$

A continuación, analizamos la integral en  $d^4Y$  que involucra a la corriente hadrónica  $J^\mu(Y)$ . Haremos el tratamiento para la corriente EM siendo el resultado totalmente equivalente para la corriente débil.

Consideramos los estados iniciales y finales con energía bien definida, lo que nos permite extraer la dependencia en las componentes temporales:

$$J_\gamma^\mu(Y) \equiv \langle N, B | \hat{J}_\gamma^\mu(Y) | A \rangle = e^{-i(E_A - E_B - E_N)t} \langle N, B | \hat{J}_\gamma^\mu(\mathbf{y}) | A \rangle. \quad (\text{B.7})$$

Así, tras integrar obtenemos la delta de conservación de energía:

$$(S_{fi})_\gamma = \frac{m}{V\sqrt{\varepsilon_i\varepsilon_f}} j_\gamma^\mu \frac{ig_{\mu\nu}}{Q^2} (2\pi) \delta(E_B + E_N - \omega - E_A) \underbrace{\int d\mathbf{y} \langle N, B | \hat{J}_\gamma^\nu(\mathbf{y}) | A \rangle e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{y}}}_I. \quad (\text{B.8})$$

Las funciones de onda del núcleo inicial, residual y del nucleón saliente dependerán de las coordenadas de cada uno de los nucleones. Estas coordenadas pueden referirse a la del centro de masas del sistema,  $\mathbf{R}$ , de modo que  $\mathbf{y}_i = \mathbf{R} + \mathbf{r}_i$  donde  $\mathbf{r}_i$  representa la posición del nucleón  $i$ -ésimo respecto al centro de masas. Esto, junto con el hecho de considerar el estado final descrito por el producto de las funciones de onda del nucleón saliente y el núcleo residual, nos permite extraer de la función de onda la parte correspondiente al movimiento del CM (onda plana no relativista):

$$|A\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{p}_A \cdot \mathbf{R}} \sqrt{\frac{M_A}{E_A}} \Psi_A(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) \quad (\text{B.9})$$

$$|N, B\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i(\mathbf{p}_B + \mathbf{p}_N) \cdot \mathbf{R}} \sqrt{\frac{M_B}{E_B}} \sqrt{\frac{M_N}{VE_N}} \psi_N(\mathbf{r}_1) \Psi_B(\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A). \quad (\text{B.10})$$

Por conveniencia, hemos extraído los factores de normalización relativistas del nucleón saliente ( $\sqrt{\frac{M_N}{VE_N}}$ ) y del núcleo en el estado inicial y final ( $\sqrt{\frac{M_A}{E_A}}$  y  $\sqrt{\frac{M_B}{E_B}}$ ).

Así, podemos reescribir la integral  $I$  definida en la ec. (B.8) de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} I &= \sqrt{\frac{M_A M_B M_N}{V^3 E_B E_N E_A}} \int d\mathbf{R} e^{i(\mathbf{p}_A - \mathbf{p}_B - \mathbf{p}_N + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{R}} \int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \langle N, B | \hat{J}_\gamma^\nu(\mathbf{r}) | A \rangle \\ &= \sqrt{\frac{M_A M_B M_N}{V^3 E_A E_B E_N}} (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{p}_A - \mathbf{p}_B - \mathbf{p}_N + \mathbf{q}) \underbrace{\int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \langle N, B | \hat{J}_\gamma^\nu(\mathbf{r}) | A \rangle}_{(2\pi)^{3/2} J^\nu(\mathbf{q})}. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

El factor  $(2\pi)^{3/2}$  es incorporado de acuerdo al convenio especificado en el apartado A para la transformada de Fourier de una función.

Reagrupando lo anterior llegamos a la siguiente expresión para el elemento de matriz  $S$  electromagnético y débil:

$$(S_{fi})_{\gamma} = \frac{1}{V} \sqrt{\frac{M_A M_B M_N}{E_A E_B E_N}} \frac{m(2\pi)^{3/2}}{V^{3/2} \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_f}} j_{\gamma}^{\mu} \frac{i g_{\mu\nu}}{Q^2} J_{\gamma}^{\nu}(\mathbf{q}) (2\pi)^4 \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q), \quad (\text{B.12})$$

$$(S_{fi})_Z = \frac{1}{V} \sqrt{\frac{M_A M_B M_N}{E_A E_B E_N}} \frac{m(2\pi)^{3/2}}{V^{3/2} \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_f}} j_Z^{\mu} \frac{-i g_{\mu\nu}}{M_Z^2} J_Z^{\nu}(\mathbf{q}) (2\pi)^4 \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q). \quad (\text{B.13})$$

La suma de ambas contribuciones resulta:

$$\begin{aligned} S_{fi} &= \left[ (S_{fi})_{\gamma} + (S_{fi})_Z \right] \\ &= \frac{1}{V} \sqrt{\frac{M_A M_B M_N}{E_A E_B E_N}} \frac{m(2\pi)^{3/2}}{V^{3/2} \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_f}} (2\pi)^4 \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q) \times \mathcal{M}_{fi}, \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

donde

$$\mathcal{M}_{fi} = j_{\gamma}^{\mu} \frac{i g_{\mu\nu}}{Q^2} J_{\gamma}^{\nu}(\mathbf{q}) + j_Z^{\mu} \frac{-i g_{\mu\nu}}{M_Z^2} J_Z^{\nu}(\mathbf{q}) \quad (\text{B.15})$$

es el elemento de matriz invariante.

Tomando el módulo al cuadrado, obtenemos la amplitud de transición del proceso:

$$|S_{fi}|^2 = \frac{M_A M_B M_N m^2 (2\pi)^3}{V^4 E_A E_B E_N \varepsilon_i \varepsilon_f} T (2\pi)^4 \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q) \overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2, \quad (\text{B.16})$$

donde hemos usado el resultado,

$$[(2\pi)^4 \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q)]^2 = (2\pi)^4 T V \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q). \quad (\text{B.17})$$

El término  $\overline{\sum_{fIF}}$  significa que debemos sumar en los estados finales leptónicos (f) y hadrónicos (F), y promediar en los estados iniciales hadrónicos (I). No se promedia en los estados iniciales leptónicos (posibles direcciones del espín) porque el electrón está polarizado inicialmente.

Sustituyendo en (B.1), obtenemos la siguiente expresión para la sección eficaz diferencial:

$$d\sigma = \frac{m^2}{(2\pi)^2} \frac{M_A M_B M_N}{E_A E_B E_N \varepsilon_i \varepsilon_f} \delta^4(P_B + P_N - P_A - Q) d\mathbf{k}_f d\mathbf{p}_N d\mathbf{p}_B \rho(\epsilon_B^*) d\epsilon_B^* \overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{B.18})$$

A continuación, haciendo uso de la aproximación ultrarrelativista para los electrones y del resultado  $E dE = p dp$  (que se deriva directamente de:  $E^2 = p^2 + M^2$ ), se llega a la expresión:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f dp_N d\Omega_N d\epsilon_B^*} = \frac{m^2}{(2\pi)^2} \frac{M_A M_B M_N}{E_A E_B E_N} \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} p_N^2 \delta(E_B + E_N - E_A - \omega) \rho(\epsilon_B^*) \overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{B.19})$$

Puesto que que no se detecta el núcleo residual, se ha integrado en  $\mathbf{p}_B$  haciendo uso de la delta de 3-momentos.

Por otro lado, si suponemos que únicamente se detecta la dirección del nucleón emitido, podemos integrar en  $p_N$ . Para ello, hacemos uso de la delta de energías y de la propiedad de la función delta de Dirac:

$$\delta(f(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|\partial f(x)/\partial x|} \Big|_{x=x_i}, \quad (\text{B.20})$$

donde  $x_i$  es tal que  $f(x_i) = 0$ . En el caso que nos ocupa, tenemos:

$$\delta(f(p_N)) = \delta\left(\omega + E_A - \sqrt{p_N^2 + M_N^2} - \sqrt{q^2 + p_N^2 - 2p_N q \cos \theta_N} + M_B^2\right), \quad (\text{B.21})$$

donde se han usado las relaciones entre las distintas variables cinemáticas del proceso. A partir de la expresión de  $f(p_N)$  calculamos,

$$\left| \frac{\partial f(p_N)}{\partial p_N} \right| = \frac{E_{APN}}{E_N E_B} \underbrace{\left( 1 + \frac{\omega p_N - q E_N \cos \theta_N}{E_{APN}} \right)}_{f_{rec}}. \quad (\text{B.22})$$

Finalmente se obtiene:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_N d\epsilon_B^*} = \frac{m^2}{(2\pi)^2} \frac{M_B M_N p_N}{M_A f_{rec}} \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \rho(\epsilon_B^*) \overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2, \quad (\text{B.23})$$

donde se ha tenido en cuenta que trabajamos en el sistema de referencia laboratorio, en el cual se verifica  $E_A = M_A$ .

Como se mencionó anteriormente, consideraremos únicamente la situación en que el sistema residual  $B$ , sea ligado. Por ello, dado que la energía de excitación del núcleo no puede variar de forma continua (trabajamos en un modelo de capas), la función  $\rho(\epsilon_B^*)$  vendrá dada por

$$\rho(\epsilon_B^*) = \delta(M_B - (M_B^0 + \epsilon_B^*)) = \delta(M_B + M_N - M_A - E_m). \quad (\text{B.24})$$

Podemos ahora integrar en  $dE_m$  haciendo uso de la función delta (nótese que dada la cinemática del problema se cumple  $dE_m = d\epsilon_B^*$ ):

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_N} = \frac{m^2}{(2\pi)^2} \frac{M_B M_N p_N}{M_A f_{rec}} \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \overline{\sum_{fIF}} |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{B.25})$$

# Apéndice C

## Modelo relativista de campo medio

El objetivo de este apéndice es proporcionar una visión general e introductoria al modelo relativista de campo medio (*Relativistic Mean Field*), RMF, que es usado en este trabajo para describir las funciones de onda relativistas de los nucleones ligados. Para una descripción más detallada del modelo, recomendamos las referencias [SW92, Rin96, SW86].

El RMF pretende dar una descripción microscópica del estado fundamental de los núcleos que, además, sea consistente con la mecánica cuántica, la teoría especial de la relatividad y simetrías de la interacción fuerte. El punto de partida es la construcción de una densidad lagrangiana covariante Lorentz.

El lagrangiano es fenomenológico pero, a diferencia de los modelos no relativistas, en los que los parámetros de los potenciales que describen la interacción nucleón-nucleón (NN) son ajustados a medidas de propiedades del deuterón y a datos de dispersión NN a baja energía [Mac01a, Mac01b, CS98], en el RMF los parámetros son ajustados a propiedades generales de la materia nuclear y de algunos núcleos finitos.

La interacción se describe mediante el intercambio de mesones puntuales entre nucleones puntuales, es decir, los campos mesónicos se acoplan al campo bariónico,  $\Psi(X) = \begin{pmatrix} \Psi_+(X) \\ \Psi_-(X) \end{pmatrix}$ , donde + y - indican estados con proyección de isospín +1/2 (protón) y -1/2 (neutrón), respectivamente. El modelo que usamos en este trabajo es una extensión del original  $\sigma - \omega$  propuesto por Walecka a mediados de los 70 [Wal74]. En el mismo, la parte atractiva de la interacción es producida por el intercambio del mesón fenomenológico escalar (momento angular  $J = 0$ )  $\sigma$ , cuyo campo escalar lo denotamos por  $\sigma(X)$ . La parte repulsiva de la interacción es mediada por el intercambio de mesones vectoriales ( $J = 1$ ), principalmente, el mesón  $\omega$ , cuyo campo vectorial lo describimos con  $\omega^\mu(X)$ . La repulsión Coulombiana entre protones es descrita por el intercambio de fotones entre los nucleones (concretamente, por la componente temporal del campo del fotón,  $A^\mu(X)$ ). Para introducir la dependencia de la fuerza nuclear con el isospín se introduce el

mesón  $\rho$ , cuyo campo isovector (isospín  $T = 1$ ) vector,  $\boldsymbol{\rho}^\mu(X)$ , se acopla con dependencia isovectorial al campo del nucleón,  $\Psi(X)$ . La consideración de este campo isovector, junto con la repulsión coulombiana en los protones, provoca que las funciones de onda del protón y del neutrón no sean idénticas. Por último, se considera que el estado fundamental tiene paridad bien definida por lo que no se tendrá en cuenta el intercambio de piones  $\boldsymbol{\pi}$ .

La densidad lagrangiana de partida es la siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - M) \Psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - U(\sigma) \\ & - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \mathbf{R}_{\mu\nu} \mathbf{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}_\mu \boldsymbol{\rho}^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & - g_\sigma \bar{\Psi} \sigma \Psi - g_\omega \bar{\Psi} \gamma_\mu \omega^\mu \Psi - g_\rho \bar{\Psi} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}^\mu \Psi - g_e \frac{1 + \tau_3}{2} \bar{\Psi} \gamma_\mu A^\mu \Psi. \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

$M$ ,  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  y  $m_\rho$  son las masas del nucleón y de los mesones.  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$ ,  $g_\rho$  son las constantes de acoplamiento de los mesones y  $e$  la del fotón.  $U(\sigma) = \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4$  es un término no lineal introducido para mejorar el acuerdo con los datos y que representa la interacción del campo escalar  $\sigma$  consigo mismo. Como es habitual,  $\boldsymbol{\tau}$ , representa el operador de isospín (matrices de Pauli  $2 \times 2$ ) y  $\tau_3$  su tercera componente. Finalmente, los campos tensoriales del mesón  $\omega$ ,  $\Omega^{\mu\nu}$ , del mesón  $\rho$ ,  $\mathbf{R}^{\mu\nu}$ , y del fotón,  $F^{\mu\nu}$ , son:

$$\Omega^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \quad (\text{C.2})$$

$$\mathbf{R}^{\mu\nu} = \partial^\mu \boldsymbol{\rho}^\nu - \partial^\nu \boldsymbol{\rho}^\mu, \quad (\text{C.3})$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \quad (\text{C.4})$$

Aplicando las ecuaciones de Euler-Lagrange al lagrangiano, es decir,

$$\partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu q)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} = 0 \quad (\text{C.5})$$

se obtienen las ecuaciones del movimiento para los campos mesónicos y del nucleón. Sin embargo, el conjunto de ecuaciones acopladas resultante es difícilmente tratable. Las constantes de acoplo toman valores relativamente grandes por lo que no son posibles desarrollos perturbativos. Por ello, con objeto de simplificar el lagrangiano anterior, se introduce el siguiente conjunto de aproximaciones:

- No se tienen en cuenta contribuciones de estados de energía negativa o efectos de polarización del vacío (“*no sea approximation*”).
- Aproximación de campo medio. Para densidades bariónicas altas, como las que se encuentran en el interior de los núcleos con  $A$  relativamente grande, es una buena aproximación reemplazar los campos (operadores) por sus valores esperados, pasando, por tanto, a ser descritos por campos clásicos:  $\omega_\mu \rightarrow \langle \omega_\mu \rangle$ ,  $\sigma \rightarrow \langle \sigma \rangle$  y  $\boldsymbol{\rho}_\mu \rightarrow \langle \boldsymbol{\rho}_\mu \rangle$ . Por simplificar la notación, de ahora en adelante omitimos los

*brackets*, es decir,  $\langle q \rangle \equiv q$ , donde  $q$  representa el campo clásico. El hecho de que los campos mesónicos sean clásicos, implica que únicamente el campo bariónico debe ser cuantizado. En este caso, la ecuación de movimiento que se deriva para el campo bariónico,  $\Psi(X)$ , es lineal, y permite interpretar a los bariones como partículas puntuales.

- Queremos describir estados nucleares estacionarios, por tanto, las derivadas temporales desaparecen. Si además consideramos que el sistema es isótropo y que la corriente bariónica se conserva, las componentes espaciales de los campos vectoriales también desaparecen. Así, en materia nuclear se tiene  $\omega_\mu = \delta_{\mu 0}\omega_0$ ,  $\rho_\mu = \delta_{\mu 0}\rho_0$ . Cuando tratamos con núcleos finitos se permite variación espacial, y por existir simetría esférica, se tiene:  $\omega_0 = \omega_0(r)$ ,  $\rho_0 = \rho_0(r)$  y  $\sigma = \sigma(r)$ .
- Consideramos que los estados bariónicos no mezclan isospín, por lo que únicamente la tercera componente del operador de isospín debe considerarse. Así, únicamente el mesón neutro  $\rho$ , denotado por  $\rho_3$ , contribuye. A la misma conclusión se llega considerando que el estado nuclear fundamental tiene carga bien definida por lo que únicamente el intercambio de mesones neutros está permitido.

Con estas aproximaciones, la densidad lagrangiana se simplifica considerablemente. Consecuentemente, las ecuaciones del movimiento para los campos que se derivan de esta densidad lagrangiana también se simplifican, permitiendo la resolución de las ecuaciones en la aproximación de Hartree.

Para el campo bariónico se obtiene la ecuación de Dirac en presencia de potenciales escalar y vector. A partir de ella, suponiendo soluciones de la forma  $\Psi(X) = \Psi(\mathbf{r})e^{-iEt}$ , se llega a la ecuación de autovalores:

$$[-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\nabla} + V(r) + \beta(M + S(r))]\Psi_i(\mathbf{r}) = E_i\Psi_i(\mathbf{r}), \quad (\text{C.6})$$

donde  $\boldsymbol{\alpha}$  y  $\beta$  son las matrices de Dirac. El subíndice  $i$  indica que  $\Psi_i$  es la función de onda monoparticular del nucleón  $i$  con isospín y carga bien definidas (es decir, un protón o un neutrón) y  $E_i$  es su energía. Cada nucleón vendrá caracterizado a su vez por sus correspondientes números cuánticos. Por otro lado, los potenciales escalar ( $S$ ) y vector ( $V$ ) introducidos en la ecuación anterior son:

$$S(r) = g_\sigma\sigma(r), \quad (\text{C.7})$$

$$V(r) = g_\omega\omega^0(r) + g_\rho\tau_3\rho_3^0(r) + e\frac{1 + \tau_3}{2}A^0(r). \quad (\text{C.8})$$

Nótese que ahora, la tercera componente del operador de isospín es simplemente  $\tau_3 = +1$  cuando actúa sobre estados de protón y  $\tau_3 = -1$  para neutrón.



Para los campos mesónicos y del fotón se obtiene:

$$[-\nabla^2 + m_\sigma^2] \sigma(r) = -g_\sigma \rho_s(r) - g_2 \sigma^2(r) - g_3 \sigma^3(r), \quad (\text{C.9})$$

$$[-\nabla^2 + m_\omega^2] \omega^0(r) = -g_\omega \rho_B(r), \quad (\text{C.10})$$

$$[-\nabla^2 + m_\rho^2] \rho_3^0(r) = -g_\rho \rho_\rho(r), \quad (\text{C.11})$$

$$-\nabla^2 A^0 = e \rho_c, \quad (\text{C.12})$$

que son ecuaciones de tipo Klein-Gordon. Se han introducido las corrientes (en este caso, debido a la aproximación de estados estacionarios, las corrientes pasan a ser simplemente densidades de corriente):

$$\rho_s(r) = \sum_i^A \bar{\Psi}_i(\mathbf{r}) \Psi_i(\mathbf{r}), \quad (\text{C.13})$$

$$\rho_B(r) = \sum_i^A \Psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \Psi_i(\mathbf{r}), \quad (\text{C.14})$$

$$\rho_\rho(r) = \sum_i^A \Psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \tau_3 \Psi_i(\mathbf{r}) = \sum_i^Z \Psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \Psi_i(\mathbf{r}) - \sum_i^N \Psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \Psi_i(\mathbf{r}), \quad (\text{C.15})$$

$$\rho_c(r) = \sum_i^A \Psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \frac{1 + \tau_3}{2} \Psi_i(\mathbf{r}) = \sum_i^Z \Psi_i^\dagger(\mathbf{r}) \Psi_i(\mathbf{r}), \quad (\text{C.16})$$

donde  $\rho_s$ ,  $\rho_B$ ,  $\rho_\rho$  y  $\rho_c$  representan la densidad escalar, bariónica, isovector y de carga, respectivamente. El sumatorio en  $i$  se extiende a los  $A = N + Z$  nucleones que constituyen el núcleo.

Suponiendo unos valores iniciales de los potenciales S y V se resuelve la ecuación de autovalores del nucleón (C.6). Se obtienen las funciones de onda de los nucleones  $\Psi_i(\mathbf{r})$  (ver apartado C.1). A partir de estas soluciones iniciales se obtienen valores para las densidades de corriente (C.13-C.16), y a partir de las mismas, y usando las ecuaciones (C.9-C.12), se obtienen nuevos valores para los campos mesónicos y del fotón. Con esos valores de los campos se resuelve de nuevo la ecuación para el campo del nucleón (C.6). El proceso se repite iterativamente hasta conseguir convergencia en los valores de los campos y en la función de onda del nucleón.

Las masas de los mesones  $m_\rho$ ,  $m_\omega$  y del nucleón  $M$ , así como la constante de acoplamiento del fotón  $e/4\pi$  se fijan a sus valores experimentales. Los valores de las constantes de acoplamiento  $g_\omega$ ,  $g_\rho$ ,  $g_\sigma$ ,  $g_2$  y  $g_3$ , así como la masa del mesón escalar  $m_\sigma$ , se toman de forma que se reproduzcan los valores experimentales de ciertos observables. Así, los únicos parámetros libres del modelo son los valores de los cuatro campos:  $\sigma$ ,  $\omega^0$ ,  $\rho_3^0$  y  $A^0$  (que definen el valor final de los potenciales S y V). Por tanto, los valores de S y V dependerán del núcleo que se estudie, debido a que las densidades de corriente dependen del número de protones y neutrones.

## C.1. Función de onda del nucleón ligado

La solución de Dirac con potenciales escalar ( $S$ ) y vector ( $V$ ) con simetría esférica, se puede escribir como:

$$\Psi_k^{m_j}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r)\varphi_k^{m_j}(\Omega_r) \\ i f_k(r)\varphi_{-k}^{m_j}(\Omega_r) \end{pmatrix}, \quad (\text{C.17})$$

donde se han introducido los armónicos esféricos de espín  $\varphi_k^{m_j}(\Omega_r)$ ,

$$\varphi_k^{m_j}(\Omega_r) = \sum_{m_\ell s} \langle \ell m_\ell \frac{1}{2} s | j m_j \rangle Y_\ell^{m_\ell}(\Omega_r) \chi^s \quad (\text{C.18})$$

siendo  $\chi^s$  un biespinor de Pauli,  $j = |k| - 1/2$  y el número cuántico  $\ell$  dado por la relación,

$$\ell = \begin{cases} k & \text{si } k > 0 \\ -k - 1 & \text{si } k < 0 \end{cases}. \quad (\text{C.19})$$

Nótese que no hemos introducido dependencia explícita de la función de onda en el isospín. Sin embargo, la diferencia entre la función de onda de un protón y un neutrón proviene de que el campo vector  $V$  depende del isospín (ver ec. (C.8)).

Las funciones radiales  $g_k(r)$  y  $f_k(r)$  vienen dadas por las ecuaciones:

$$\frac{df_k}{dr} = \frac{k-1}{k} f_k - [E - M_N + S - V] g_k, \quad (\text{C.20})$$

$$\frac{dg_k}{dr} = -\frac{k+1}{k} g_k + [E + M_N - S - V] f_k. \quad (\text{C.21})$$

La función de onda del nucleón ligado será un cuadriespinor de este tipo (ecuación (C.17)) con buenos números cuánticos  $k$  y  $m_j$  correspondientes al orbital que se considere. En el espacio de momentos, dicha función de onda se escribe como

$$\Psi_k^{m_j}(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\mathbf{r} e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}} \Psi_k^{m_j}(\mathbf{r}) = (-i)^\ell \begin{pmatrix} g_k(p) \\ S_k f_k(p) \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{p} \end{pmatrix} \varphi_k^{m_j}(\Omega_p), \quad (\text{C.22})$$

donde  $S_k = k/|k|$ . La función  $\varphi_k^{m_j}(\Omega_p)$  satisface la siguiente relación:

$$\varphi_{-k}^{m_j}(\Omega_p) = -\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{p} \varphi_k^{m_j}(\Omega_p) \quad (\text{C.23})$$

Las funciones radiales en el espacio de momentos vienen dadas por

$$g_k(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty r^2 dr g_k(r) j_\ell(pr), \quad (\text{C.24})$$

$$f_k(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty r^2 dr f_k(r) j_{\bar{\ell}}(pr), \quad (\text{C.25})$$

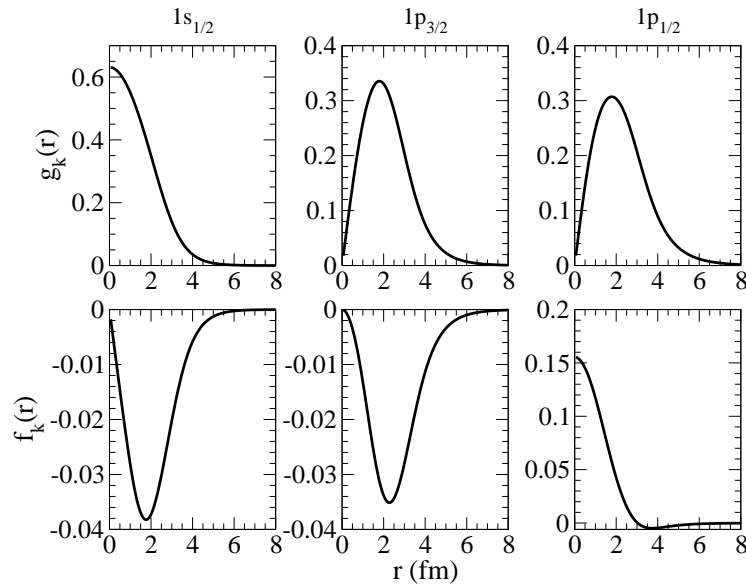


Figura C.1: Funciones radiales, calculadas con el modelo NLSH, correspondientes a las capas  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$  y  $1p_{1/2}$  del  $^{16}\text{O}$ .

donde  $j_l(pr)$  son las funciones de Ricati-Bessel y  $\bar{\ell}$  se define como

$$\bar{\ell} = \begin{cases} k - 1 & \text{si } k > 0 \\ -k & \text{si } k < 0 \end{cases}. \quad (\text{C.26})$$

La normalización es tal que

$$\int r^2 dr (g_k^2(r) + f_k^2(r)) = \int p^2 dp (g_k^2(p) + f_k^2(p)) = 1. \quad (\text{C.27})$$

## Funciones radiales para el $^{16}\text{O}$

En este trabajo utilizamos el modelo NLSH [SNR93], que ajusta el radio medio de carga, la energía de ligadura y el radio neutrónico de los núcleos  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  y  $^{208}\text{Pb}$ . Los valores de los parámetros para este modelo se recogen en la tabla C.1.

$M_N$	$m_\sigma$	$m_\omega$	$m_\rho$	$g_\sigma$	$g_\omega$	$g_\rho$	$g_2$	$g_3$
939.0	526.059	783.0	763.0	10.444	12.945	4.3830	-6.9099	-15.8337

Cuadro C.1: Valores de los parámetros del modelo NLSH.

En la figura C.1 representamos las funciones radiales para las distintas capas del  $^{16}\text{O}$  obtenidas con el modelo NLSH. Es interesante destacar que las funciones  $g_k(r)$ , que entran en las componentes superiores de la función de onda  $\Psi_k^{m_j}$ , para la capa  $1p_{3/2}$  y  $1s_{1/2}$  son un orden de magnitud mayor (en el máximo) que las  $f_k(r)$ , que aparecen en las componentes

inferiores de  $\Psi_k^{m_j}$ . Sin embargo,  $g_k(r)$  y  $f_k(r)$  para la capa  $1p_{1/2}$  son del mismo orden. Además, para esta capa, la función  $f_k(r)$  es distinta de cero en el origen. Este resultado explica por qué los efectos relativistas asociados a las componente inferiores de la función de onda  $\Psi_k^{m_j}$  son más importantes para el orbital mencionado.



## Apéndice D

# Aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA)

En este apéndice se muestra en detalle el cálculo de los tensores hadrónicos y respuestas que intervienen en la descripción del proceso de dispersión de electrones por núcleos en la aproximación de impulso relativista de ondas planas (RPWIA). El procedimiento fue desarrollado inicialmente para el caso de respuestas EM no polarizadas en la ref. [CDMU98a], y posteriormente extendido al estudio de observables hadrónicos de polarización [MCD02a, MCD02b]. Siguiendo un procedimiento similar, en este apéndice se extiende el formalismo al estudio de procesos de dispersión de electrones con violación de paridad, y se obtienen para las respuestas de interferencia electrodébil las expresiones explícitas de los tensores nucleónicos haciendo uso de las dos prescripciones del operador de corriente:  $CC1$  y  $CC2$ . Asimismo, se aísla la contribución de las componentes de energía positiva y negativa asociadas a la función de onda del nucleón ligado.

A partir de la expresión del elemento de matriz de la corriente hadrónica en RPWIA (11.53), el correspondiente tensor EM y de interferencia vienen dados por:

$$\begin{aligned}
 W^{\mu\nu} &= \overline{\sum_I} \sum_F [J_{N,\gamma}^\mu]^* [J_{N,\gamma}^\nu] \\
 &= e^2 \overline{\sum_{m_j}} \sum_{s_N} [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\mu \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})]^* [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\nu \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})] \quad (D.1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \widetilde{W}^{\mu\nu} &= \overline{\sum_I} \sum_F [J_{N,\gamma}^\mu]^* [J_{N,Z}^\nu] \\
 &= \frac{eg}{4 \cos \theta_W} \overline{\sum_{m_j}} \sum_{s_N} [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\mu \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})]^* [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,Z}^\nu \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})]. \quad (D.2)
 \end{aligned}$$

Introduciendo la relación de completitud (A.13),  $J_N^\mu$  se puede descomponer en dos

términos:

$$(J_N^\mu)_u = \sum_S \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_N^\mu u(\mathbf{p}, S) [\bar{u}(\mathbf{p}, S) \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})], \quad (\text{D.3})$$

$$(J_N^\mu)_v = \sum_S \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_N^\mu v(\mathbf{p}, S) [\bar{v}(\mathbf{p}, S) \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})]. \quad (\text{D.4})$$

El primero de ellos, etiquetado con el subíndice  $u$ , proviene del acoplamiento de la función de onda del nucleón ligado a los espinores de Dirac con energía positiva,  $u(\mathbf{p}, S)$ . El segundo, etiquetado con  $v$ , surge del acoplamiento a los espinores de energía negativa,  $v(\mathbf{p}, S)$ .

Esto se traduce en las siguientes expresiones para el tensor EM y el de interferencia:

■ **Electromagnético:**

$$W^{\mu\nu} = e^2 \frac{1}{2j+1} \sum_{m_j} \sum_{s_N} \left\{ (J_{N,\gamma}^\mu)_u^* (J_{N,\gamma}^\nu)_u + (J_{N,\gamma}^\mu)_v^* (J_{N,\gamma}^\nu)_v \right. \\ \left. - \left[ (J_{N,\gamma}^\mu)_u^* (J_{N,\gamma}^\nu)_v + (J_{N,\gamma}^\mu)_v^* (J_{N,\gamma}^\nu)_u \right] \right\} \quad (\text{D.5})$$

$$= \left( W_\gamma^{\mu\nu} \right)_P + \left( W_\gamma^{\mu\nu} \right)_N + \left( W_\gamma^{\mu\nu} \right)_C, \quad (\text{D.6})$$

■ **Interferencia:**

$$\widetilde{W}^{\mu\nu} = \frac{eg}{4 \cos \theta_W} \frac{1}{2j+1} \sum_{m_j} \sum_{s_N} \left\{ (J_{N,\gamma}^\mu)_u^* (J_{N,Z}^\nu)_u + (J_{N,\gamma}^\mu)_v^* (J_{N,Z}^\nu)_v \right. \\ \left. - \left[ (J_{N,\gamma}^\mu)_u^* (J_{N,Z}^\nu)_v + (J_{N,\gamma}^\mu)_v^* (J_{N,Z}^\nu)_u \right] \right\} \quad (\text{D.7})$$

$$= \left( W_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right)_P + \left( W_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right)_N + \left( W_{\gamma Z}^{\mu\nu} \right)_C. \quad (\text{D.8})$$

El subíndice  $P$  indica contribución de energía positiva: *partícula-(uu)*,  $N$  contribución de energía negativa: *antipartícula-(vv)*, y  $C$  el término cruzado: *partícula-antipartícula-(uv, vu)*. Debe tenerse en cuenta que promediar en los estados iniciales implica sumar en  $m_j$  (factor  $\sum_{m_j}$ ) y dividir por el número de estados posibles (factor  $\frac{1}{2j+1}$ ).

=====

La determinación de los tensores hadrónicos requiere hacer uso de los siguientes resultados:

$$[\bar{u}(\mathbf{p}, S) \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})] = \sqrt{\frac{E + M_N}{2M_N}} (-i)^l \alpha_k(p) \langle s | \varphi_k^{m_j}(\Omega_p) \rangle, \quad (\text{D.9})$$

$$[\bar{v}(\mathbf{p}, S) \Phi_k^{m_j}(\mathbf{p})] = -\sqrt{\frac{E + M_N}{2M_N}} (-i)^l \beta_k(p) \langle s | \varphi_{-k}^{m_j}(\Omega_p) \rangle, \quad (\text{D.10})$$

donde  $\langle s|\varphi_k^{m_j}(\Omega_p)\rangle$  es la proyección de la función  $\varphi_k^{m_j}(\Omega_p)$  sobre el estado de espín  $|s\rangle$ .

Las funciones radiales en el espacio de momentos,  $\alpha_k$  y  $\beta_k$ , vienen dadas por:

$$\alpha_k(p) = g_k(p) - \frac{p}{\bar{E} + M_N} S_k f_k(p), \quad (\text{D.11})$$

$$\beta_k(p) = \frac{p}{\bar{E} + M_N} g_k(p) - S_k f_k(p). \quad (\text{D.12})$$

Otro resultado de gran utilidad en el análisis que sigue es:

$$\sum_{m_j} \langle s|\varphi_k^{m_j}\rangle^* \langle s'|\varphi_k^{m_j}\rangle = \frac{2j+1}{8\pi} \delta_{ss'}, \quad (\text{D.13})$$

$$\sum_{m_j} \langle s|\varphi_k^{m_j}\rangle^* \langle s'|\varphi_{-k}^{m_j}\rangle = -\frac{2j+1}{8\pi} \langle s'|\frac{\sigma \cdot \mathbf{p}}{p}|s\rangle. \quad (\text{D.14})$$

=====

Teniendo en cuenta los resultados previos podemos escribir:

$$\begin{aligned} \left(W^{\mu\nu}\right)_P &= e^2 \underbrace{\frac{\bar{E} + M_N}{M_N} \frac{|\alpha_k(p)|^2}{16\pi}}_{N_{uu}(p)} \underbrace{\sum_{s_N s} \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\mu u(\mathbf{p}, S) \right]^* \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\nu u(\mathbf{p}, S) \right]}_{\mathcal{W}^{\mu\nu}} \\ &= e^2 N_{uu}(p) \mathcal{W}^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

$$\begin{aligned} \left(W^{\mu\nu}\right)_N &= e^2 \underbrace{\frac{\bar{E} + M_N}{M_N} \frac{|\beta_k(p)|^2}{16\pi}}_{N_{vv}(p)} \underbrace{\sum_{s_N s} \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\mu v(\mathbf{p}, S) \right]^* \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\nu v(\mathbf{p}, S) \right]}_{\mathcal{Z}^{\mu\nu}} \\ &= e^2 N_{vv}(p) \mathcal{Z}^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (\text{D.16})$$

$$\begin{aligned} \left(W^{\mu\nu}\right)_C &= e^2 \overbrace{\left( -\frac{\bar{E} + M_N}{M_N} \right) \frac{\alpha_k(p)\beta_k(p)}{8\pi}}^{N_{uv}(p)} \sum_{ss'} \frac{1}{2} \left\{ \langle s'|\frac{\sigma \cdot \mathbf{p}}{p}|s\rangle \right. \\ &\quad \times \sum_{s_N} \left[ \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\mu u(\mathbf{p}, S) \right]^* \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\nu v(\mathbf{p}, S') \right] \right. \\ &\quad \left. \left. + \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\mu v(\mathbf{p}, S) \right]^* \left[ \bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N,\gamma}^\nu u(\mathbf{p}, S') \right] \right] \right\} \\ &= e^2 N_{uv}(p) \mathcal{N}^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (\text{D.17})$$

En esta última expresión, identificamos los términos contenidos en el sumatorio en  $ss'$  como  $\mathcal{N}^{\mu\nu}$ .



Procedemos de igual forma en el tensor hadrónico débil, y obtenemos la siguiente descomposición:

$$\left(\widetilde{W}^{\mu\nu}\right)_P = \left(\frac{eg}{4\cos\theta_W}\right) N_{uu}(p) \widetilde{W}^{\mu\nu} \quad (\text{D.18})$$

$$\left(\widetilde{W}^{\mu\nu}\right)_N = \left(\frac{eg}{4\cos\theta_W}\right) N_{vv}(p) \widetilde{Z}^{\mu\nu} \quad (\text{D.19})$$

$$\left(\widetilde{W}^{\mu\nu}\right)_C = \left(\frac{eg}{4\cos\theta_W}\right) N_{uv}(p) \widetilde{N}^{\mu\nu} \quad (\text{D.20})$$

A continuación, presentamos el cálculo detallado y las expresiones analíticas de los tensores nucleónicos EM y de interferencia, evaluando separadamente las contribuciones  $uu$ ,  $uv$  y  $vv$ .

## D.1. Tensor nucleónico: contribuciones $uu$

En el caso electromagnético tenemos que evaluar la traza:

$$\mathcal{W}^{\mu\nu} = \mathcal{S}_{uu}^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N^2} \text{Tr} \left[ \overline{\Gamma}_\gamma^\mu (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_\gamma^\nu (\overline{\mathcal{P}} + M_N) \right]. \quad (\text{D.21})$$

Nótese que sólo existe contribución simétrica debido al carácter vector de la 4-corriente electromagnética.

Por otra parte, el correspondiente tensor de interferencia viene dado por el cálculo de la siguiente traza:

$$\widetilde{\mathcal{W}}^{\mu\nu} = [\widetilde{\mathcal{W}}_V^{\mu\nu} + \widetilde{\mathcal{W}}_A^{\mu\nu}] = \frac{1}{4M_N^2} \text{Tr} \left[ \overline{\Gamma}_\gamma^\mu (\mathcal{P}_N + M_N) (\Gamma_V^\nu + \Gamma_A^\nu) (\overline{\mathcal{P}} + M_N) \right]. \quad (\text{D.22})$$

Los resultados que se obtienen en ambos casos y para las dos prescripciones de la corriente,  $CC1$  y  $CC2$ , son los siguientes:

### ■ Electromagnético $CC1$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{uu}^{\mu\nu} = & \frac{1}{M_N^2} \left[ (F_1 + F_2)^2 \left( \overline{P}^\mu P_N^\nu + \overline{P}^\nu P_N^\mu + \frac{\overline{Q}^2}{2} g^{\mu\nu} \right) \right. \\ & \left. - \left( (F_1 + F_2) F_2 - \frac{F_2^2}{2} \left( 1 - \frac{\overline{Q}^2}{4M_N^2} \right) \right) C^\mu C^\nu \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.23})$$

■ **Electromagnético CC2:**

$$\begin{aligned}
\mathcal{S}_{uu}^{\mu\nu} &= \frac{1}{M_N^2} \left\{ F_1^2 \left[ \bar{P}^\mu P_N^\nu + \bar{P}^\nu P_N^\mu + \frac{\bar{Q}^2}{2} g^{\mu\nu} \right] \right. \\
&+ F_1 F_2 \left[ g^{\mu\nu} \bar{Q} \cdot Q - \frac{1}{2} (\bar{Q}^\mu Q^\nu + \bar{Q}^\nu Q^\mu) \right] \\
&+ \frac{F_2^2}{4M_N^2} \left[ P_N \cdot Q (\bar{P}^\nu Q^\mu + \bar{P}^\mu Q^\nu) + \bar{P} \cdot Q (P_N^\mu Q^\nu + P_N^\nu Q^\mu) \right. \\
&- Q^2 (P_N^\mu \bar{P}^\nu + P_N^\nu \bar{P}^\mu) - Q^\mu Q^\nu \left( 2M_N^2 - \frac{\bar{Q}^2}{2} \right) \\
&\left. \left. + g^{\mu\nu} \left( 2Q^2 M_N^2 - Q^2 \frac{\bar{Q}^2}{2} - 2(P_N \cdot Q)(\bar{P} \cdot Q) \right) \right] \right\}. \quad (D.24)
\end{aligned}$$

■ **Interferencia vector CC1:**

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{W}}_V^{\mu\nu} &= \tilde{\mathcal{S}}_{V,uu}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N^2} \left\{ (F_1 + F_2)(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) \left( \bar{P}^\mu P_N^\nu + \bar{P}^\nu P_N^\mu + \frac{\bar{Q}^2}{2} g^{\mu\nu} \right) \right. \\
&+ \left. \frac{1}{2} \left[ F_2 \tilde{F}_2 \left( 1 - \frac{\bar{Q}^2}{4M_N^2} \right) - F_2(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) - \tilde{F}_2(F_1 + F_2) \right] C^\mu C^\nu \right\}. \quad (D.25)
\end{aligned}$$

■ **Interferencia vector CC2:** En este caso, el tensor que resulta tiene una parte simétrica y otra antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{W}}_V^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{V,uu}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{V,uu}^{\mu\nu}. \quad (D.26)$$

La parte simétrica resulta,

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{S}}_{V,uu}^{\mu\nu} &= \frac{1}{M_N^2} \left\{ F_1 \tilde{F}_1 \left[ \bar{P}^\mu P_N^\nu + \bar{P}^\nu P_N^\mu + \frac{\bar{Q}^2}{2} g^{\mu\nu} \right] + \frac{F_1 \tilde{F}_2 + F_2 \tilde{F}_1}{2} g^{\mu\nu} \bar{Q} \cdot Q \right. \\
&- \left( \frac{F_1 \tilde{F}_2}{4} (\bar{Q}^\mu Q^\nu + \bar{Q}^\nu Q^\mu) + \frac{F_2 \tilde{F}_1}{4} (\bar{Q}^\nu Q^\mu + \bar{Q}^\mu Q^\nu) \right) \\
&+ \frac{F_2 \tilde{F}_2}{4M_N^2} \left[ P_N \cdot Q (\bar{P}^\nu Q^\mu + \bar{P}^\mu Q^\nu) + \bar{P} \cdot Q (P_N^\mu Q^\nu + P_N^\nu Q^\mu) \right. \\
&- Q^2 (P_N^\mu \bar{P}^\nu + P_N^\nu \bar{P}^\mu) - Q^\mu Q^\nu \left( 2M_N^2 - \frac{\bar{Q}^2}{2} \right) \\
&\left. \left. + g^{\mu\nu} \left( Q^2 \left( 2M_N^2 - \frac{\bar{Q}^2}{2} \right) - 2(P_N \cdot Q)(\bar{P} \cdot Q) \right) \right] \right\}, \quad (D.27)
\end{aligned}$$

la parte antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{A}}_{V,uu}^{\mu\nu} = - \left( \frac{F_1 \tilde{F}_2}{4} (\bar{Q}^\mu Q^\nu - \bar{Q}^\nu Q^\mu) + \frac{F_2 \tilde{F}_1}{4} (\bar{Q}^\nu Q^\mu - \bar{Q}^\mu Q^\nu) \right). \quad (D.28)$$

■ **Interferencia axial CC1:**

$$\widetilde{\mathcal{W}}_A^{\mu\nu} = \widetilde{\mathcal{A}}_{A,uu}^{\mu\nu} = \frac{i}{M_N^2} (F_1 + F_2) G_A^e \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \overline{P}_\alpha P_{N,\beta}. \quad (\text{D.29})$$

■ **Interferencia axial CC2:** El tensor tiene una contribución simétrica y otra antisimétrica:

$$\widetilde{\mathcal{W}}_A^{\mu\nu} = \widetilde{\mathcal{S}}_{A,uu}^{\mu\nu} + \widetilde{\mathcal{A}}_{A,uu}^{\mu\nu} \quad (\text{D.30})$$

La parte antisimétrica:

$$\begin{aligned} \widetilde{\mathcal{A}}_{A,uu}^{\mu\nu} &= \frac{i}{M_N^2} \left\{ \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} G_A^e \left[ \frac{F_2}{2} (P_N + \overline{P})_\alpha Q_\beta + F_1 \overline{P}_\alpha P_{N,\beta} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{F_2}{4M_N^2} \widetilde{G}_p (Q^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\delta} - Q^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\delta}) \overline{P}_\alpha P_{N,\beta} Q_\delta \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.31})$$

la parte simétrica:

$$\widetilde{\mathcal{S}}_{A,uu}^{\mu\nu} = \frac{i}{M_N^2} \left\{ \frac{F_2}{4M_N^2} \widetilde{G}_p (Q^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\delta} + Q^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\delta}) \overline{P}_\alpha P_{N,\beta} Q_\delta \right\}. \quad (\text{D.32})$$

## D.2. Tensor nucleónico: contribuciones $vv$

El procedimiento es similar al realizado anteriormente. En el caso electromagnético, el tensor viene dado por la traza:

$$\mathcal{Z}^{\mu\nu} = \mathcal{S}_{vv}^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N^2} \text{Tr} [\overline{\Gamma}_\gamma^\mu (\not{P}_N + M_N) \Gamma_\gamma^\nu (\overline{\not{P}} - M_N)], \quad (\text{D.33})$$

donde sólo existe contribución simétrica debido al carácter vector de la 4-corriente electromagnética.

Para el caso de interferencia tenemos que evaluar la traza:

$$\widetilde{\mathcal{Z}}^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N^2} \text{Tr} [\overline{\Gamma}_\gamma^\mu (\not{P}_N + M_N) \Gamma_Z^\nu (\overline{\not{P}} - M_N)]. \quad (\text{D.34})$$

Los resultados son:

■ **Electromagnético CC1:**

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{vv}^{\mu\nu} &= \frac{1}{M_N^2} \left\{ \left[ (F_1 + F_2)^2 \left( \overline{P}^\mu P_N^\nu + \overline{P}^\nu P_N^\mu - \frac{(\overline{P} + P_N)^2}{2} g^{\mu\nu} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{F_2^2}{8M_N^2} \overline{Q}^2 (\overline{P} + P_N)^\mu (\overline{P} + P_N)^\nu + F_2 (F_1 + F_2) (P_N^\mu P_N^\nu - \overline{P}^\mu \overline{P}^\nu) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.35})$$

■ **Electromagnético CC2:**

$$\begin{aligned}
\mathcal{S}_{vv}^{\mu\nu} = & \frac{1}{M_N^2} \left\{ F_1^2 \left( \bar{P}^\mu P_N^\nu + \bar{P}^\nu P_N^\mu - \frac{(\bar{P} + P_N)^2}{2} g^{\mu\nu} \right) \right. \\
& + F_1 F_2 \left( \frac{Q^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu + Q^\nu (\bar{P} + P_N)^\mu}{2} - Q \cdot (\bar{P} + P_N) g^{\mu\nu} \right) \\
& + \frac{F_2^2}{4M_N^2} \left[ P_N \cdot Q (\bar{P}^\mu Q^\nu + \bar{P}^\nu Q^\mu) + \bar{P} \cdot Q (P_N^\mu Q^\nu + P_N^\nu Q^\mu) \right. \\
& \left. \left. - Q^2 (P_N^\mu \bar{P}^\nu + P_N^\nu \bar{P}^\mu) + \frac{\bar{Q}^2}{2} Q^\mu Q^\nu - g^{\mu\nu} \left( \frac{\bar{Q}^2 Q^2}{2} + 2(P_N \cdot Q)(\bar{P} \cdot Q) \right) \right] \right\}. \tag{D.36}
\end{aligned}$$

■ **Interferencia vector CC1:** El tensor puede descomponerse en una contribución simétrica y otra antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{Z}}_V^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{V,vv}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{V,vv}^{\mu\nu}. \tag{D.37}$$

El tensor simétrico se escribe como sigue:

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{S}}_{V,vv}^{\mu\nu} = & \frac{1}{M_N^2} \left\{ (F_1 + F_2)(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) \left( \bar{P}^\mu P_N^\nu + \bar{P}^\nu P_N^\mu - \frac{(\bar{P} + P_N)^2}{2} g^{\mu\nu} \right) \right. \\
& - \frac{F_2 \tilde{F}_2}{8M_N^2} \bar{Q}^2 (\bar{P} + P_N)^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu \\
& \left. + \frac{\tilde{F}_2(F_1 + F_2) + F_2(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2)}{2} (P_N^\mu P_N^\nu - \bar{P}^\mu \bar{P}^\nu) \right\}, \tag{D.38}
\end{aligned}$$

el antisimétrico:

$$\tilde{\mathcal{A}}_{V,vv}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N^2} \left\{ \frac{\tilde{F}_2 F_1 - F_2 \tilde{F}_1}{2} (P_N^\mu \bar{P}^\nu - P_N^\nu \bar{P}^\mu) \right\}. \tag{D.39}$$

■ **Interferencia vector CC2:** El tensor puede descomponerse en una contribución simétrica y otra antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{Z}}_V^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{V,vv}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{V,vv}^{\mu\nu}. \tag{D.40}$$

El tensor simétrico se escribe como sigue:

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{S}}_{V,vv}^{\mu\nu} = & \frac{1}{M_N^2} \left\{ F_1 \tilde{F}_1 \left( \bar{P}^\mu P_N^\nu + \bar{P}^\nu P_N^\mu - \frac{(\bar{P} + P_N)^2}{2} g^{\mu\nu} \right) \right. \\
& + \frac{F_1 \tilde{F}_2 + F_2 \tilde{F}_1}{4} (Q^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu + Q^\nu (\bar{P} + P_N)^\mu - 2Q \cdot (\bar{P} + P_N) g^{\mu\nu}) \\
& + \frac{F_2 \tilde{F}_2}{4M_N^2} \left[ P_N \cdot Q (\bar{P}^\mu Q^\nu + \bar{P}^\nu Q^\mu) + \bar{P} \cdot Q (P_N^\mu Q^\nu + P_N^\nu Q^\mu) + \frac{\bar{Q}^2}{2} Q^\mu Q^\nu \right. \\
& \left. \left. - Q^2 (P_N^\mu \bar{P}^\nu + P_N^\nu \bar{P}^\mu) - g^{\mu\nu} \left( \frac{\bar{Q}^2 Q^2}{2} + 2(P_N \cdot Q)(\bar{P} \cdot Q) \right) \right] \right\}, \tag{D.41}
\end{aligned}$$

el antisimétrico,

$$\tilde{\mathcal{A}}_{V,vv}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N^2} \left\{ \frac{F_1 \tilde{F}_2 - F_2 \tilde{F}_1}{4} (Q^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu - Q^\nu (\bar{P} + P_N)^\mu) \right\}. \quad (\text{D.42})$$

- **Interferencia axial CC1:** Obsérvese que se verifica la siguiente relación:

$$\tilde{\mathcal{Z}}_A^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{W}}_A^{\mu\nu}. \quad (\text{D.43})$$

- **Interferencia axial CC2:** A diferencia del caso con la prescripción *CC1*, este tensor no coincide con el proyectado en *uu*. Puede descomponerse en una contribución simétrica y otra antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{Z}}_A^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{A,vv}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{A,vv}^{\mu\nu}. \quad (\text{D.44})$$

El tensor antisimétrico resulta:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{A}}_{A,vv}^{\mu\nu} &= \frac{i}{M_N^2} \left\{ \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} G_A^e \left[ \frac{F_2}{2} (\bar{P} - P_N)_\alpha Q_\beta + F_1 \bar{P}_\alpha P_{N,\beta} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{F_2 \tilde{G}_p}{4M_N^2} (Q^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\delta} - Q^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\delta}) \bar{P}_\alpha P_{N,\beta} Q_\delta \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.45})$$

el simétrico:

$$\tilde{\mathcal{S}}_{A,vv}^{\mu\nu} = \frac{i}{M_N^2} \left\{ \frac{F_2 \tilde{G}_p}{4M_N^2} (Q^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\delta} + Q^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\delta}) \bar{P}_\alpha P_{N,\beta} Q_\delta \right\}. \quad (\text{D.46})$$

### D.3. Tensor nucleónico: contribuciones *uv*

Desarrollaremos el formalismo sin especificar la forma de los operadores. Para ello, introducimos dos operadores genéricos:  $\Gamma_{N1}^\mu$  y  $\Gamma_{N2}^\mu$ . Finalmente, conociendo la forma explícita de los operadores, escribiremos el tensor en cada caso (tensores EM y de interferencia).

Recordemos que la traza a evaluar es:

$$\begin{aligned} \left( W_\gamma^{\mu\nu} \right)_C &= e^2 N_{uv}(p) \frac{1}{2} \sum_{ss'} \left\{ \langle s' | \frac{\sigma \cdot \mathbf{p}}{p} | s \rangle \sum_{s_N} \left[ [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N1}^\mu u(\mathbf{p}, S)]^* \right. \right. \\ &\quad \left. \times [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N2}^\nu v(\mathbf{p}, S')] + [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N1}^\mu v(\mathbf{p}, S)]^* [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N2}^\nu u(\mathbf{p}, S')] \right] \left. \right\} \\ &= e^2 N_{uv}(p) \mathcal{N}^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (\text{D.47})$$

Definimos los tensores:

$$\mathcal{I}_{ss'}^{\mu\nu} = \sum_{s_N} [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N1}^\mu u(\mathbf{p}, S)]^* [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N2}^\nu v(\mathbf{p}, S')], \quad (\text{D.48})$$

$$(\mathcal{I}_{s's'}^{\nu\mu})^* \equiv \mathcal{T}_{ss'}^{\mu\nu} = \sum_{s_N} [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N1}^\mu v(\mathbf{p}, S)]^* [\bar{u}(\mathbf{p}_N, s_N) \Gamma_{N2}^\nu u(\mathbf{p}, S')]. \quad (\text{D.49})$$

Para continuar con el cálculo serán necesarios los resultados siguientes (su demostración puede encontrarse en la referencia [Pou92]):

$$u_\alpha(\mathbf{p}, s') \bar{v}_\beta(\mathbf{p}, s) = \left[ \left( \frac{\delta_{s's} + \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right) \gamma^5 \left( \frac{\bar{\mathcal{P}} - M_N}{2M_N} \right) \left( \frac{\delta_{s's} - \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right) \right]_{\alpha\beta}, \quad (\text{D.50})$$

$$v_\alpha(\mathbf{p}, s') \bar{u}_\beta(\mathbf{p}, s) = \left[ \left( \frac{\delta_{s's} - \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right) \gamma^5 \left( \frac{\bar{\mathcal{P}} + M_N}{2M_N} \right) \left( \frac{\delta_{ss'} + \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right) \right]_{\alpha\beta}, \quad (\text{D.51})$$

donde  $\mathcal{C}_{s's}^\mu = \bar{u}(\mathbf{p}, s) \gamma^\mu \gamma^5 u(\mathbf{p}, s')$ .

Haciendo uso de las expresiones previas (D.50, D.51), los tensores se reducen a las siguientes trazas:

$$\mathcal{I}_{ss'}^{\mu\nu} = \frac{1}{16M_N^2} \text{Tr} \left[ (\delta_{s's} - \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}) \gamma^5 (\bar{\mathcal{P}} + M_N) (\delta_{s's} + \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}) \overline{\Gamma_{N1}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N2}^\nu \right], \quad (\text{D.52})$$

$$\mathcal{T}_{ss'}^{\mu\nu} = \frac{1}{16M_N^2} \text{Tr} \left[ (\delta_{s's} + \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}) \gamma^5 (\bar{\mathcal{P}} - M_N) (\delta_{s's} - \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}) \overline{\Gamma_{N1}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N2}^\nu \right]. \quad (\text{D.53})$$

Por otro lado, utilizando las siguientes propiedades:

- $\gamma^5(\mathbf{1} - \gamma^5 \mathcal{S}_L) = (\mathbf{1} + \gamma^5 \mathcal{S}_L) \gamma^5$ ,
- $(\delta_{s's} \pm \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's})$  conmuta con  $(\bar{\mathcal{P}} \pm M_N)$ ,
- $\left( \frac{\delta_{s's} + \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right)$  es un proyector de espín, i.e.:  $[\hat{P}(s)]^2 = \hat{P}(s)$ , luego
 
$$\left( \frac{\delta_{s's} \pm \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right) \left( \frac{\delta_{s's} \pm \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right) = \left( \frac{\delta_{s's} \pm \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}}{2} \right);$$

las trazas (D.52, D.53) quedan reducidas a las siguiente expresiones:

$$\mathcal{I}_{ss'}^{\mu\nu} = \frac{1}{8M_N^2} \text{Tr} \left[ \gamma^5 (\bar{\mathcal{P}} + M_N) (\delta_{ss'} + \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}) \overline{\Gamma_{N1}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N2}^\nu \right], \quad (\text{D.54})$$

$$\mathcal{T}_{ss'}^{\mu\nu} = \frac{1}{8M_N^2} \text{Tr} \left[ \gamma^5 (\bar{\mathcal{P}} - M_N) (\delta_{ss'} - \gamma^5 \mathcal{Q}_{s's}) \overline{\Gamma_{N1}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N2}^\nu \right]. \quad (\text{D.55})$$

Según (D.47), debemos evaluar los términos anteriores conjuntamente con  $\langle s' | \sigma \cdot \mathbf{p} | s \rangle$ , por lo que teniendo en cuenta el resultado:

$$\langle s | \sigma \cdot \mathbf{p} | s \rangle = -\langle -s | \sigma \cdot \mathbf{p} | -s \rangle, \quad (\text{D.56})$$

deducimos inmediatamente que las contribuciones proporcionales a la delta no contribuyen.

Así pues, debemos evaluar la expresión:

$$\mathcal{N}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{ss'} \langle s' | \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{p} | s \rangle \mathcal{R}_{ss'}^{\mu\nu}, \quad (\text{D.57})$$

donde hemos introducido el tensor:

$$\mathcal{R}_{ss'}^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \text{Tr} \left[ \mathcal{C}_{s's} \overline{\Gamma_{N1}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N2}^\nu \right]. \quad (\text{D.58})$$

El término  $\mathcal{C}_{s's}$  está construido en el sistema laboratorio donde el espín está cuantizado respecto a la dirección  $\hat{\mathbf{z}} \parallel \mathbf{q}$ , y por tanto,  $\mathcal{C}_{s's}$  tiene componentes diagonales y no diagonales en el espín:  $\mathcal{C}_{++}$ ,  $\mathcal{C}_{--}$ ,  $\mathcal{C}_{-+}$  y  $\mathcal{C}_{+-}$ . Por consiguiente, desarrollando el sumatorio en la ecuación (D.57), y teniendo en cuenta que en el sistema  $\{\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}\}$  el momento del nucleón ligado es  $\mathbf{p} = p(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ , se puede expresar finalmente:

$$\mathcal{N}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[ (\mathcal{R}_{++}^{\mu\nu} - \mathcal{R}_{--}^{\mu\nu}) \cos \theta + \mathcal{R}_{+-}^{\mu\nu} e^{-i\phi} \sin \theta + \mathcal{R}_{-+}^{\mu\nu} e^{i\phi} \sin \theta \right]. \quad (\text{D.59})$$

El problema consiste en evaluar las cuatro componentes  $\mathcal{R}_{++}^{\mu\nu}$ ,  $\mathcal{R}_{--}^{\mu\nu}$ ,  $\mathcal{R}_{+-}^{\mu\nu}$  y  $\mathcal{R}_{-+}^{\mu\nu}$ . Para ello, hacemos uso de la técnica de precesión del espín desarrollada en [CDP93] y que exponemos brevemente a continuación.

### Cálculo de $\mathcal{R}_{ss'}^{\mu\nu}$

El objetivo es calcular la traza que aparece en la ecuación (D.58), haciendo uso de la relación existente entre la magnitud  $\mathcal{C}_{ss'}$  y el cuadriespín  $S_L^\mu$ . En el caso en que estemos en el sistema en reposo del nucleón ( $\mathbf{p}_R = 0$ ), la descomposición de un espinor con proyección  $+1/2$  a lo largo de la dirección definida por  $(\theta_R, \phi_R)$  en la base  $s - s'$  es decir, cuando cuantizamos en  $\hat{\mathbf{z}}$ , viene dada por:

$$|0, +\rangle_R = \cos \frac{\theta_R}{2} |0, +\rangle_{\hat{\mathbf{z}}} + \sin \frac{\theta_R}{2} e^{i\phi_R} |0, -\rangle_{\hat{\mathbf{z}}}. \quad (\text{D.60})$$

Supongamos ahora que realizamos un *boost* al sistema laboratorio. El espinor con proyección  $+1/2$  a lo largo de la dirección dada por  $(\theta_R, \phi_R)$  se descompone en la base  $s - s'$  de la siguiente forma:

$$|\mathbf{p}, +\rangle_R = \cos \frac{\theta_R}{2} |\mathbf{p}, +\rangle_{\hat{\mathbf{z}}} + \sin \frac{\theta_R}{2} e^{i\phi_R} |\mathbf{p}, -\rangle_{\hat{\mathbf{z}}}. \quad (\text{D.61})$$

Por otro lado, el cuadriespín  $S_L^\mu$ , definido en el sistema laboratorio y diagonal, puede

descomponerse como sigue:

$$\begin{aligned}
S_L^\mu &= (\langle \mathbf{p}, +|\gamma^\mu \gamma^5|\mathbf{p}, +\rangle)_R \\
&= \cos^2 \frac{\theta_R}{2} \overbrace{(\langle \mathbf{p}, +|\gamma^\mu \gamma^5|\mathbf{p}, +\rangle)_\hat{z}}^{c_{++}^\mu} + \sin^2 \frac{\theta_R}{2} \overbrace{(\langle \mathbf{p}, -|\gamma^\mu \gamma^5|\mathbf{p}, -\rangle)_\hat{z}}^{c_{--}^\mu} \\
&+ \cos \frac{\theta_R}{2} \sin \frac{\theta_R}{2} \left( e^{i\phi_R} \overbrace{(\langle \mathbf{p}, +|\gamma^\mu \gamma^5|\mathbf{p}, -\rangle)_\hat{z}}^{c_{-+}^\mu} + e^{-i\phi_R} \overbrace{(\langle \mathbf{p}, -|\gamma^\mu \gamma^5|\mathbf{p}, +\rangle)_\hat{z}}^{c_{+-}^\mu} \right). \quad (D.62)
\end{aligned}$$

Así, definimos un nuevo tensor dependiente del cuatriespín,

$$\mathcal{R}^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \text{Tr} [\mathcal{S}_L \overline{\Gamma_{N1}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N2}^\nu], \quad (D.63)$$

el cual, debido a la descomposición mostrada en (D.62), puede escribirse como sigue:

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}^{\mu\nu} &= \cos^2 \frac{\theta_R}{2} \mathcal{R}_{++}^{\mu\nu} + \sin^2 \frac{\theta_R}{2} \mathcal{R}_{--}^{\mu\nu} \\
&+ \cos \frac{\theta_R}{2} \sin \frac{\theta_R}{2} e^{i\phi_R} \mathcal{R}_{-+}^{\mu\nu} + \cos \frac{\theta_R}{2} \sin \frac{\theta_R}{2} e^{-i\phi_R} \mathcal{R}_{+-}^{\mu\nu}. \quad (D.64)
\end{aligned}$$

La determinación de las diversas componentes  $\mathcal{R}_{ss'}^{\mu\nu}$  puede realizarse a partir del cálculo de  $\mathcal{R}^{\mu\nu}$ , eligiendo los ángulos  $\theta_R$  y  $\phi_R$  de tal forma que se anulen todas las componentes de  $\mathcal{R}^{\mu\nu}$  excepto aquéllas que nos interesen en cada caso. Así,

$$\mathcal{R}_{++}^{\mu\nu} = -\mathcal{R}_{--}^{\mu\nu} = \mathcal{R}^{\mu\nu}(\theta_R = 0, \phi_R = 0) \quad (D.65)$$

$$\mathcal{R}_{+-}^{\mu\nu} = \mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) + i\mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \quad (D.66)$$

$$\mathcal{R}_{-+}^{\mu\nu} = \mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) - i\mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right). \quad (D.67)$$

A partir de estos resultados, la expresión (D.59) puede escribirse en la forma:

$$\mathcal{N}^{\mu\nu} = \mathcal{R}^{\mu\nu}(0, 0) \cos \theta + \left( \mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \cos \phi + \mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \sin \phi \right) \sin \theta. \quad (D.68)$$

En el cuadro D.1 se recogen las componentes del 4-espín  $S_L^\mu$  en el sistema laboratorio para los tres casos de interés.

Finalmente, las expresiones explícitas del tensor en los casos  $CC1$  y  $CC2$  resultan:

**Electromagnético:** La traza a calcular es,

$$\mathcal{R}^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \text{Tr} [\mathcal{S}_L \overline{\Gamma_{N,\gamma}^\mu} (\mathcal{P}_N + M_N) \Gamma_{N,\gamma}^\nu], \quad (D.69)$$

que resulta

$$\mathcal{N}^{\mu\nu} = \mathcal{R}^{\mu\nu}(0, 0) \cos \theta + \left( \mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \cos \phi + \mathcal{R}^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \sin \phi \right) \sin \theta, \quad (D.70)$$

y las expresiones explícitas del tensor  $\mathcal{R}^{\mu\nu}$  en  $CC1$  y  $CC2$  serán:



$\theta_R, \phi_R$	$\mu = 0$	$\mu = 1$	$\mu = 2$	$\mu = 3$
$(0, 0)$	$\frac{p}{M_N} \cos \theta$	$\left( \frac{\bar{E} - M_N}{2M_N} \right) \sin 2\theta$	0	$1 + \frac{\bar{E} - M_N}{M_N} \cos^2 \theta$
$(\frac{\pi}{2}, 0)$	$\frac{p}{M_N} \sin \theta \cos \phi$	$\left( 1 + \frac{\bar{E} - M_N}{M_N} \sin^2 \theta \right) \cos \phi$	$-\sin \phi$	$\frac{\bar{E} - M_N}{M_N} \sin 2\theta \cos \phi$
$(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$	$\frac{p}{M_N} \sin \theta \sin \phi$	$\left( 1 + \frac{\bar{E} - M_N}{M_N} \sin^2 \theta \right) \sin \phi$	$\cos \phi$	$\frac{\bar{E} - M_N}{M_N} \sin 2\theta \sin \phi$

Cuadro D.1: Componentes del 4-espín en el sistema laboratorio.

■ **CC1:**

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}^{\mu\nu} &= \mathcal{S}_{uv}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N} \left\{ (F_1 + F_2)^2 \left( S_L^\mu P_N^\nu + S_L^\nu P_N^\mu - (P_N \cdot S_L) g^{\mu\nu} \right) \right. \\
&+ \frac{F_2^2}{4M_N^2} (P_N \cdot S_L) (\bar{P} + P_N)^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu \\
&\left. - \frac{F_2}{2} (F_1 + F_2) \left( S_L^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu + S_L^\nu (\bar{P} + P_N)^\mu \right) \right\} \quad (D.71)
\end{aligned}$$

■ **CC2:**

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}^{\mu\nu} &= \mathcal{S}_{uv}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N} \left\{ F_1^2 \left( S_L^\mu P_N^\nu + S_L^\nu P_N^\mu - (P_N \cdot S_L) g^{\mu\nu} \right) \right. \\
&+ \frac{F_1 F_2}{2} \left( S_L^\mu Q^\nu + S_L^\nu Q^\mu - 2(Q \cdot S_L) g^{\mu\nu} \right) \\
&+ \frac{F_2^2}{4M_N^2} \left[ P_N \cdot Q (S_L^\mu Q^\nu + S_L^\nu Q^\mu) + S_L \cdot Q (P_N^\mu Q^\nu + P_N^\nu Q^\mu) \right. \\
&- Q^2 (P_N^\mu S_L^\nu + P_N^\nu S_L^\mu) - (P_N \cdot S_L) Q^\mu Q^\nu \\
&\left. \left. + g^{\mu\nu} (Q^2 P_N \cdot S_L - 2(P_N \cdot Q)(S_L \cdot Q)) \right] \right\}. \quad (D.72)
\end{aligned}$$

**Interferencia vector:** La traza a calcular es,

$$\tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \text{Tr} \left[ \mathcal{S}_L \overline{\Gamma_{N,\gamma}^\mu} (P_N + M_N) \Gamma_{N,V}^\nu \right], \quad (D.73)$$

que resulta

$$\tilde{\mathcal{N}}_V^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu}(0, 0) \cos \theta + \left( \tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \cos \phi + \tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \sin \phi \right) \sin \theta. \quad (D.74)$$

Las expresiones explícitas del tensor  $\tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu}$  en CC1 y CC2 son:

- **CC1:** Descomponemos el tensor en su contribución simétrica y antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{V,uv}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{V,uv}^{\mu\nu}. \quad (\text{D.75})$$

Para la parte simétrica se tiene:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{S}}_{V,uv}^{\mu\nu} = & \frac{1}{M_N} \left\{ (F_1 + F_2)(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) \left( S_L^\mu P_N^\nu + S_L^\nu P_N^\mu - (P_N \cdot S_L) g^{\mu\nu} \right) \right. \\ & + \frac{F_2 \tilde{F}_2}{4M_N^2} (P_N \cdot S_L) (\bar{P} + P_N)^\mu (\bar{P} + P_N)^\nu \\ & \left. - \frac{F_2(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) + \tilde{F}_2(F_1 + F_2)}{4} \left( (\bar{P} + P_N)^\mu S_L^\nu + (\bar{P} + P_N)^\nu S_L^\mu \right) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.76})$$

para la antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{A}}_{V,uv}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N} \left\{ -\frac{F_2(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) - \tilde{F}_2(F_1 + F_2)}{4} \left( (\bar{P} + P_N)^\mu S_L^\nu - (\bar{P} + P_N)^\nu S_L^\mu \right) \right\}. \quad (\text{D.77})$$

- **CC2:** Descomponemos el tensor en su contribución simétrica y antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{R}}_V^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{V,uv}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{V,uv}^{\mu\nu}. \quad (\text{D.78})$$

Para la parte simétrica se tiene:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{S}}_{V,uv}^{\mu\nu} = & \frac{1}{M_N} \left\{ F_1 \tilde{F}_1 \left( S_L^\mu P_N^\nu + S_L^\nu P_N^\mu - (P_N \cdot S_L) g^{\mu\nu} \right) \right. \\ & - \frac{F_1 \tilde{F}_2 + \tilde{F}_1 F_2}{2} (Q \cdot S_L) g^{\mu\nu} + \frac{F_1 \tilde{F}_2 + F_2 \tilde{F}_1}{4} (Q^\mu S_L^\nu + Q^\nu S_L^\mu) \\ & + \frac{F_2 \tilde{F}_2}{4M_N^2} \left[ P_N \cdot Q (S_L^\mu Q^\nu + S_L^\nu Q^\mu) + S_L \cdot Q (P_N^\mu Q^\nu + P_N^\nu Q^\mu) \right. \\ & - Q^2 (P_N^\mu S_L^\nu + P_N^\nu S_L^\mu) - (P_N \cdot S_L) Q^\mu Q^\nu \\ & \left. \left. + g^{\mu\nu} (Q^2 P_N \cdot S_L - 2(P_N \cdot Q)(S_L \cdot Q)) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.79})$$

la parte antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{A}}_{V,uv}^{\mu\nu} = \frac{1}{M_N} \left\{ \frac{F_1 \tilde{F}_2 - F_2 \tilde{F}_1}{4} (Q^\mu S_L^\nu - Q^\nu S_L^\mu) \right\}. \quad (\text{D.80})$$

**Interferencia axial:** La traza a calcular es,

$$\tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu} = \frac{1}{4M_N} \text{Tr}[\not{s}_L \overline{\Gamma_{N,\gamma}^\mu} (\not{P}_N + M_N) \Gamma_{N,A}^\nu], \quad (\text{D.81})$$

que resulta

$$\tilde{\mathcal{N}}_A^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu}(0, 0) \cos \theta + \left( \tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \cos \phi + \tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \sin \phi \right) \sin \theta. \quad (\text{D.82})$$

Las expresiones explícitas del tensor  $\tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu}$  en CC1 y CC2 serán:

■ **CC1:**

$$\tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{A}}_{A,uv}^{\mu\nu} = -\frac{i}{M_N} (F_1 + F_2) G_A^e \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} P_{N,\alpha} S_{L,\beta} \quad (\text{D.83})$$

■ **CC2:** Descomponemos el tensor en su contribución simétrica y antisimétrica:

$$\tilde{\mathcal{R}}_A^{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{S}}_{A,uv}^{\mu\nu} + \tilde{\mathcal{A}}_{A,uv}^{\mu\nu}. \quad (\text{D.84})$$

La parte antisimétrica:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{A}}_{A,uv}^{\mu\nu} = & -\frac{i}{M_N} \left\{ G_A^e \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \left( F_1 P_{N,\alpha} + \frac{F_2}{2} Q_\alpha \right) S_{L,\beta} \right. \\ & \left. - \frac{F_2 \tilde{G}_P}{4M_N^2} (Q^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\delta} + Q^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\delta}) Q_\alpha P_{N,\beta} S_{L,\delta} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.85})$$

la parte simétrica:

$$\tilde{\mathcal{S}}_{A,uv}^{\mu\nu} = -\frac{i}{M_N} \left\{ -\frac{F_2 \tilde{G}_P}{4M_N^2} (Q^\nu \epsilon^{\mu\alpha\beta\delta} - Q^\mu \epsilon^{\nu\alpha\beta\delta}) Q_\alpha P_{N,\beta} S_{L,\delta} \right\}. \quad (\text{D.86})$$

Los resultados previos recogen todas las expresiones de los tensores nucleónicos involucrados en los observables (funciones de respuesta y sección eficaz) en la aproximación RPWIA.

# Apéndice E

## Definición de las funciones de scaling

En el contexto del modelo de gas de Fermi relativista (RFG), la variable de scaling se define como (ver refs. [A<sup>+</sup>88, DS99a, DS99b])

$$\psi' \equiv \frac{1}{\sqrt{\xi_F}} \frac{\lambda' - \tau'}{\sqrt{(1 + \lambda')\tau' + \kappa\sqrt{\tau'(\tau' + 1)}}, \quad (\text{E.1})$$

donde  $\xi_F = \sqrt{1 + (k_F/M)^2} - 1$ ,  $\kappa = q/(2M)$ ,  $\lambda' = \omega'/(2M)$  y  $\tau = \kappa^2 - \lambda'^2$ .  $M$  es la masa del nucleón y  $k_F$  el momento de Fermi [MDS02]. Por otro lado, hemos introducido la variable  $\omega'$  que se corresponde con  $\omega$  cuando ésta ha sido desplazada una cantidad  $E_{shift}$ :  $\omega' = \omega - E_{shift}$ . Esta cantidad,  $E_{shift}$ , depende del núcleo blanco [MDS02].

Las funciones de scaling EM longitudinal,  $L$ , y transversal,  $T$ , se definen de la siguiente forma [Don11]:

$$f_{L,T} \equiv k_F \frac{R_{L,T}(\kappa, \lambda)}{G_{L,T}(\kappa, \lambda)}; \quad (\text{E.2})$$

análogamente, las funciones de scaling de interferencia EM-débil son:

$$\tilde{f}_{L,T,T'} \equiv k_F \frac{\tilde{R}_{L,T,T'}(\kappa, \lambda)}{\tilde{G}_{L,T,T'}(\kappa, \lambda)}. \quad (\text{E.3})$$

Hemos introducido las funciones

$$G_{L,T}(\kappa, \lambda) = \frac{1}{2\kappa\mathcal{D}} U_{L,T}(\kappa, \lambda), \quad (\text{E.4})$$

$$\tilde{G}_{L,T,T'}(\kappa, \lambda) = \frac{1}{2\kappa\mathcal{D}} \tilde{U}_{L,T,T'}(\kappa, \lambda), \quad (\text{E.5})$$

donde

$$U_L(\kappa, \lambda) = \frac{\kappa^2}{\tau} [H_E + W_2\Delta], \quad (\text{E.6})$$

$$U_T(\kappa, \lambda) = 2\tau H_M + W_2\Delta, \quad (\text{E.7})$$

$$\tilde{U}_L(\kappa, \lambda) = \frac{\kappa^2}{\tau} [\tilde{H}_E + \tilde{W}_2\Delta], \quad (\text{E.8})$$

$$\tilde{U}_T(\kappa, \lambda) = 2\tau\tilde{H}_M + \tilde{W}_2\Delta, \quad (\text{E.9})$$

$$\tilde{U}_{T'}(\kappa, \lambda) = \tilde{H}_A(1 + \tilde{\Delta}). \quad (\text{E.10})$$

Por otro lado,

$$H_E = Z(G_E^p)^2 + N(G_E^n)^2, \quad (\text{E.11})$$

$$H_M = Z(G_M^p)^2 + N(G_M^n)^2, \quad (\text{E.12})$$

$$W_2 = \frac{1}{1 + \tau} [H_E + \tau H_M], \quad (\text{E.13})$$

$$\tilde{H}_E = ZG_E^p\tilde{G}_E^p + NG_E^n\tilde{G}_E^n, \quad (\text{E.14})$$

$$\tilde{H}_M = ZG_M^p\tilde{G}_M^p + NG_M^n\tilde{G}_M^n, \quad (\text{E.15})$$

$$\tilde{W}_2 = \frac{1}{1 + \tau} [\tilde{H}_E + \tau\tilde{H}_M], \quad (\text{E.16})$$

$$\tilde{H}_A = 2\sqrt{\tau(\tau + 1)} [ZG_M^pG_A^{e,p} + NG_M^nG_A^{e,n}], \quad (\text{E.17})$$

donde  $Z$  y  $N$  son el número de protones y neutrones en el núcleo blanco, respectivamente.

Finalmente:

$$\Delta \equiv \xi_F(1 - \psi^2) \left[ \frac{\sqrt{\tau(\tau + 1)}}{\kappa} + \frac{1}{3}\xi_F\frac{\tau}{\kappa^2}(1 - \psi^2) \right], \quad (\text{E.18})$$

$$\tilde{\Delta} \equiv \frac{1}{2\kappa}\sqrt{\frac{\tau}{1 + \tau}}\xi_F(1 - \psi^2), \quad (\text{E.19})$$

$$\mathcal{D} \equiv 1 + \frac{1}{2}\xi_F(1 + \psi^2). \quad (\text{E.20})$$

# Bibliografía

- [A<sup>+</sup>87] L. A. Ahrens et al. *Phys. Rev. D*, 35:785, 1987.
- [A<sup>+</sup>88] W. M. Alberico et al. *Phys. Rev. C*, 38:1801, 1988.
- [A<sup>+</sup>93] W. Alberico et al. *Nucl. Phys. A*, 563:605, 1993.
- [A<sup>+</sup>94a] L. Andivahis et al. *Phys. Rev. D*, 50:5491, 1994.
- [A<sup>+</sup>94b] H. Anklin et al. *Phys. Lett. B*, 336:313, 1994.
- [A<sup>+</sup>96] J. E. Amaro et al. *Nucl. Phys. A*, 602:263, 1996.
- [A<sup>+</sup>97a] D. Adams et al. *Phys. Rev. D*, 56:5330, 1997. [SPIN MUON Collaboration (SMC)].
- [A<sup>+</sup>97b] W. Alberico et al. *Nucl. Phys. A*, 623:471, 1997.
- [A<sup>+</sup>98a] W. Alberico et al. *Phys. Lett. B*, 438:9, 1998.
- [A<sup>+</sup>98b] H. Anklin et al. *Phys. Lett. B*, 428:248, 1998.
- [A<sup>+</sup>99a] T. Adams et al. *arXiv:hep-ex/9906038*, Junio 1999. [NuTeV Collaboration].
- [A<sup>+</sup>99b] W. Alberico et al. *Nucl. Phys. A*, 651:277, 1999.
- [A<sup>+</sup>00] P. L. Anthony et al. *Phys. Lett. B*, 493:19, 2000. [E155 Collaboration].
- [A<sup>+</sup>02a] J. E. Amaro et al. *Phys. Rep.*, 4:368, 2002.
- [A<sup>+</sup>02b] J. E. Amaro et al. *Nucl. Phys. A*, 697:388, 2002.
- [A<sup>+</sup>04a] A. Airapetian et al. *Phys. Rev. Lett.*, 92:012005, 2004. [HERMES Collaboration].
- [A<sup>+</sup>04b] K. A. Aniol et al. *Phys. Rev. C*, 69:065501, 2004. [HAPPEX-99 Collaboration].
- [A<sup>+</sup>04c] J. Arrington et al. *Tech. Rep. JLAB*, 2004.
- [A<sup>+</sup>04d] J. Arrington et al. *arXiv:nucl-ex/0408020v1*, Agosto 2004.
- [A<sup>+</sup>05] D. S. Armstrong et al. *Phys. Rev. Lett.*, 95:092001, August 2005. [G0 Collaboration].
- [A<sup>+</sup>06a] K. A. Aniol et al. *Phys. Lett. B*, 635:275, 2006. [HAPPEX-a Collaboration].
- [A<sup>+</sup>06b] K. A. Aniol et al. *Phys. Rev. Lett.*, 96:022003, 2006. [HAPPEX-a Collaboration].
- [A<sup>+</sup>07a] A. Acha et al. *Phys. Rev. Lett.*, 98:032301, 2007. [HAPPEX Collaboration].
- [A<sup>+</sup>07b] V. YU. Alexakhin et al. *Phys. Lett. B*, 647:8, 2007. [COMPASS Collaboration].

- [A<sup>+</sup>07c] B. Anderson et al. *Phys. Rev. C*, 92:034003, 2007.
- [A<sup>+</sup>07d] D. S. Armstrong et al. *PAC Proposal Update: JLab E02-020*, Diciembre 2007. (<http://www.jlab.org/Hall-C/Qweak/>).
- [A<sup>+</sup>08] C. Amsler et al. *Phys. Lett. B*, 667:1, 2008. [PDG].
- [A<sup>+</sup>10a] A. A. Aguilar-Arevalo et al. *Phys. Rev. D*, 82:092005, 2010. [MiniBooNE Collaboration].
- [A<sup>+</sup>10b] D. Androić et al. *Phys. Rev. Lett.*, 104:012001, 2010. [G0 Collaboration].
- [A<sup>+</sup>11] J. E. Amaro et al. *Phys. Rev. D*, 84:033004, 2011.
- [A<sup>+</sup>12] Z. Ahmed et al. *Phys. Rev. Lett.*, 108:102001, 2012. [HAPPEX-III Collaboration].
- [AA<sup>+</sup>10] A. A. Aguilar-Arevalo et al. *Phys. Rev. D*, 81:092005, 2010. [MiniBooNE Collaboration].
- [ABCK03] J. E. Amaro, M. B. Barbaro, J. A. Caballero, and F. Kazemi Tabatabaei. *Phys. Rev. C*, 68:014604, 2003.
- [ABM02] W. Alberico, S. M. Bilinky, and C. Maieron. *Phys. Rep.*, 358:227, 2002.
- [ABM11] J. Arrington, P. Blunden, and W. Melnitchouk. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 66:782, 2011.
- [AC05] A. V. Afanasev and E. Carlson. *Phys. Rev. Lett.*, 94:212301, 2005.
- [ACL94] J. E. Amaro, G. Co', and A. M. Lallena. *Nucl. Phys. A*, 578:365, 1994.
- [AICB11] A. N. Antonov, M. V. Ivanov, J. A. Caballero, and M. B. Barbaro. *Phys. Rev. C*, 83:045504, 2011.
- [ALC93] J. E. Amaro, A. M. Lallena, and G. Co'. *Ann. Phys.*, 221:306, 1993.
- [ALC99] J. E. Amaro, A. M. Lallena, and J. A. Caballero. *Phys. Rev. C*, 60:014602, 1999.
- [AS07] J. Arrington and I. Sick. *Phys. Rev. C*, 76:035201, 2007.
- [Aul11] K. Aulenbacher. *Hyperfine Interactions*, Volume 200:1–3;3–7, 2011.
- [B<sup>+</sup>69] W. Bartel et al. *Phys. Lett. B*, 30:285, 1969.
- [B<sup>+</sup>71] Ch. Berger et al. *Phys. Lett. B*, 35:87, 1971.
- [B<sup>+</sup>72] W. Bartel et al. *Phys. Lett. B*, 39:407, 1972.
- [B<sup>+</sup>75] F. Borkowski et al. *Nucl. Phys. B*, 93:461, 1975.
- [B<sup>+</sup>81] N. Baker et al. *Phys. Rev. D*, 23:2499, 1981.
- [B<sup>+</sup>90] P. E. Bosted et al. *Phys. Rev. C*, 42:38, 1990.
- [B<sup>+</sup>95] E. E. Bruins et al. *Phys. Rev. Lett.*, 75:21, 1995.
- [B<sup>+</sup>99] J. Becker et al. *Eur. Phys. J.*, A6:329, 1999.

- [B<sup>+</sup>03] J. Bermuth et al. *Phys. Lett. B*, 564:199, 2003.
- [B<sup>+</sup>08] R. Babich et al. *Proc. Sci.*, LAT2008:160, 2008.
- [B<sup>+</sup>09] S. Baunack et al. *Phys. Rev. Lett.*, 102:151803, 2009. [PVA4 Collaboration].
- [B<sup>+</sup>10] J. C. Bernauer et al. *Phys. Rev. Lett.*, 105:242001, 2010. [A1 Collaboration].
- [B<sup>+</sup>12] J. Beringer et al. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012. [PDG].
- [BCS09] G. Bali, S. Collins, and A. S. Schafer. *Proc. Sci.*, LAT2009:149, 2009.
- [Bec89] D. H. Beck. *Phys. Rev. D*, 39:3248, 1989.
- [Bha88] R. K. Bhaduri. *Models of the Nucleon: From Quarks to Soliton*. Adison Wesley, 1988.
- [BHM07] M. A. Beluskin, H.-W. Hammer, and Ulf-G. Meißner. *Phys. Rev. C*, 75:035202, 2007.
- [BK09] D. Borisyuk and A. Kodushkin. *Phys. Rev. D*, 79:034001, 2009.
- [BM01] D. H. Beck and R. D. McKeown. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 51:189, 2001.
- [BPDM94] M. B. Barbaro, A. De Pace, T. W. Donnelly, and A. Molinari. *Nucl. Phys. A*, 569:701, 1994.
- [BPS05] E. J. Beise, M. L. Pitt, and D. T. Spayde. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 54:289, 2005.
- [C<sup>+</sup>01] M. E. Christy et al. *Phys. Rev. C*, 70:015206, 2001. [E94110 Collaboration].
- [C<sup>+</sup>07] C. B. Crawford et al. *Phys. Rev. Lett.*, 98:052301, 2007.
- [C<sup>+</sup>10a] J. A. Caballero et al. *Phys. Rev. C*, 81:055502, 2010.
- [C<sup>+</sup>10b] S. Collins et al. *Proc. Sci.*, LAT2010:134, 2010.
- [C<sup>+</sup>10c] C. Crawford et al. *Phys. Rev. C*, 82:045211, 2010.
- [Cab06] J. A. Caballero. *Phys. Rev. C*, 74:15502, 2006.
- [CDMU98a] J. A. Caballero, T. W. Donnelly, E. Moya de Guerra, and J. M. Udías. *Nucl. Phys. A*, 632:323, 1998.
- [CDMU98b] J. A. Caballero, T. W. Donnelly, E. Moya de Guerra, and J. M. Udías. *Nucl. Phys. A*, 643:189, 1998.
- [CDP93] J. A. Caballero, T. W. Donnelly, and G. I. Poulis. *Nucl. Phys. A*, 555:709, 1993.
- [CHCM93] E. D. Cooper, S. Hama, B. C. Clark, and R. L. Mercer. *Phys. Rev. C*, 47:297, 1993.
- [CK80] J. R. Comfort and B. C. Karp. *Phys. Rev. C*, 21:2162, 1980.
- [CS98] J. Carlson and R. Schiavilla. *Rev. Mod. Phys.*, 74:3:70, 1998.
- [CV07] C. E. Carlson and M. Vanderhaeghen. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57:171, 2007.
- [D<sup>+</sup>92] T. W. Donnelly et al. *Nucl. Phys. A*, 541:525, 1992.



- [D<sup>+</sup>09] T. Doi et al. *Phys. Rev. D*, 80:094503, 2009.
- [DC09] Y. Dong and D. Y. Chen. *Phys. Lett. B*, 675:426, 2009.
- [DDS88] T. W. Donnelly, J. Dubach, and I. Sick. *Phys. Rev. C*, 37:6, 1988.
- [dF83] T. de Forest. *Nucl. Phys. A*, 392:232, 1983.
- [DLW98] S. J. Dong, K. F. Liu, and A. G. Williams. *Phys. Rev. D*, 58:074504, 1998.
- [DMDS90] D. B. Day, J. S. McCarthy, T. W. Donnelly, and I. Sick. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 40:357, 1990.
- [Don85] T. W. Donnelly. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 13:183, 1985.
- [Don92] T. W. Donnelly. Electroweak form factors using parity-violating electron scattering from protons and nuclei. *Invited lecture presented at: Lake Louise Winter Institute*, 1992.
- [Don11] T. W. Donnelly. *Comunicación privada*, 2011.
- [DR86] T. W. Donnelly and A. S. Raskin. *Ann. of Phys.*, 169:247, 1986.
- [DS99a] T. W. Donnelly and I. Sick. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3212, 1999.
- [DS99b] T. W. Donnelly and I. Sick. *Phys. Rev. C*, 60:065502, 1999.
- [DW12] T. W. Donnelly and C. Williamson. *Comunicación privada*, 2012.
- [E<sup>+</sup>87] A. S. Esauslov et al. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v45:258, 1987.
- [E<sup>+</sup>94] T. Eden et al. *Phys. Rev. C*, 50:R1749, 1994.
- [ERM05a] J. Erler and M. J. Ramsey-Musolf. *Phys. Rev. D*, 72:073003, 2005.
- [ERM05b] J. Erler and M. J. Ramsey-Musolf. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 54:351, 2005.
- [EURM03] J. Erler, A. K. Urylov, and M. J. Ramsey-Musolf. *Phys. Rev. D*, 68:016006, 2003.
- [FJ01] B. W. Filippone and X.-D. Ji. *Adv. Nucl. Phys.*, 76:1, 2001.
- [FJM96] M. R. Frank, B. K. Jennings, and G. A. Miller. *Phys. Rev. C*, 54:920, 1996.
- [FW93] R. J. Furnstahl and S. J. Wallace. *Phys. Rev. C*, 47:2812, 1993.
- [G<sup>+</sup>71] S. Galster et al. *Nucl. Phys. B*, 32:221, 1971.
- [G<sup>+</sup>94] H. Gao et al. *Phys. Rev. C*, 50:R546, 1994.
- [G<sup>+</sup>01] O. Gayou et al. *Phys. Rev. C*, 64:038202, 2001. [JLab Hall-A Collaboration].
- [G<sup>+</sup>02] O. Gayou et al. *Phys. Rev. Lett.*, 88:092301, 2002. [JLab Hall-A Collaboration].
- [G<sup>+</sup>08] E. Geis et al. *Phys. Rev. Lett.*, 101:042501, 2008.
- [G<sup>+</sup>11] A. V. Gramolin et al. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 00:1, 2011.
- [GH09] M. Gorchtein and C. J. Horowitz. *Phys. Rev. Lett.*, 102:091806, 2009.

- [GHRM11] M. Gorchtein, C. J. Horowitz, and M. J. Ramsey-Musolf. *Phys. Rev. C*, 84:015502, 2011.
- [GIM70] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. *Phys. Rev. D*, 2:1285, 1970.
- [GJ<sup>+</sup>13a] R. González-Jiménez et al. *Phys. Lett. B*, 718:1471, 2013.
- [GJ<sup>+</sup>13b] R. González-Jiménez et al. *Phys. Rev. C*, 88:025502, 2013.
- [GJCD13] R. González-Jiménez, J. A. Caballero, and T. W. Donnelly. *Phys. Rep.*, 524:1, 2013.
- [GK85] M. Gari and W. Krüpelmann. *Z. Phys. A*, 322:689, 1985.
- [GKLG93] G. T. Garvey, E. Kolbe, K. Langanke, and S. Krewald. *Phys. Rev. C*, 48:1919, 1993.
- [GL82] J. Gasser and H. Leutwyler. *Phys. Rep.*, 87:77, 1982.
- [GLS91a] J. Gasser, H. Leutwyler, and M. E. Sainio. *Phys. Lett. B*, 253:252, 1991.
- [GLS91b] J. Gasser, H. Leutwyler, and M. E. Sainio. *Phys. Lett. B*, 253:260, 1991.
- [GLW93] G. T. Garvey, W. C. Louis, and D. H. White. *Phys. Rev. C*, 48:761, 1993.
- [GM00] W. Greiner and B. Müller. *Gauge Theory of Weak Interactions*. Springer, 2000.
- [GP87] C. Giusti and F. D. Pacati. *Nucl. Phys. A*, 473:717, 1987.
- [GR03] W. Greiner and J. Reinhardt. *Quantum Electrodynamics*. Springer, 2003.
- [Gro00] Particle Data Group. *Eur. Phys. J. C*, 5:1, 2000.
- [GV03] P. A. M. Guichon and M. Vanderhaeghen. *Phys. Rev. Lett.*, 91:142303, 2003.
- [H<sup>+</sup>73] K. M. Hanson et al. *Phys. Rev. D*, 8:753, 1973.
- [H<sup>+</sup>76] G. Höhler et al. *Nucl. Phys. B*, 114:505, 1976.
- [H<sup>+</sup>89] W. Heil et al. *Nucl. Phys. B*, 327:1, 1989.
- [H<sup>+</sup>90] S. Hama et al. *Phys. Rev. C*, 41:2737, 1990.
- [H<sup>+</sup>99] C. Herberg et al. *Eur. Phys. J.*, A5:131, 1999.
- [HM84] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons., 1984.
- [HP93] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz. *Phys. Rev. C*, 47:6, 1993.
- [HS76] P. Q. Hung and J. J. Sakurai. *Phys. Lett. B*, 63:3, 1976.
- [JLaa] JLab. <http://hallaweb.jlab.org/experiment/E05-007/>.  $\vec{e}^{-2}H$  PVDIS at CEBAF 6 GeV, [the Hall A Collaboration].
- [JLab] JLab. <https://www.jlab.org/12-gev-upgrade>.
- [JLac] JLab. <http://hallaweb.jlab.org/parity>.
- [Jou96] J. Jourdan. *Nucl. Phys. A*, 603:117, 1996.

- [K<sup>+</sup>90] T. Kitagaki et al. *Phys. Rev. D*, 42:1331, 1990.
- [K<sup>+</sup>02] G. Kubon et al. *Phys. Lett. B*, 524:26, 2002.
- [KAC03] F. Kazemi Tabatabaei, J. E. Amaro, and J. A. Caballero. *Phys. Rev. C*, 68:034611, 2003.
- [KAC04] F. Kazemi Tabatabaei, J. E. Amaro, and J. A. Caballero. *Phys. Rev. C*, 69:064607, 2004.
- [Kel97] J. J. Kelly. *Phys. Rev. C*, 56:2672, 1997.
- [Kel99] J. J. Kelly. *Phys. Rev. C*, 59:3256, 1999.
- [Kel04] J. J. Kelly. *Phys. Rev. C*, 70:068202, 2004.
- [KL06] D. Kubis and R. Lewis. *Phys. Rev. C*, 74:015204, 2006.
- [KM88] D. Kaplan and A. V. Manohar. *Nucl. Phys. B*, 310:527, 1988.
- [KS93] D. B. Kaplan and M. J. Savage. *Nucl. Phys. A*, 556:653, 1993.
- [KV09] N. Kivel and M. Vanderhaeghen. *Phys. Rev. Lett.*, 103:092004, 2009.
- [KW94] J. J. Kelly and S. J. Wallace. *Phys. Rev. C*, 49:1315, 1994.
- [L<sup>+</sup>93] A. Lung et al. *Phys. Rev. Lett.*, 70:718, 1993.
- [L<sup>+</sup>98] D. H. Lu et al. *Phys. Lett. B*, 417:217, 1998.
- [L<sup>+</sup>99] D. H. Lu et al. *Phys. Rev. C*, 60:068201, 1999.
- [L<sup>+</sup>05] D. B. Leinweber et al. *Phys. Rev. Lett.*, 94:212001, 2005.
- [L<sup>+</sup>06] D. B. Leinweber et al. *Phys. Rev. Lett.*, 97:022001, 2006.
- [L<sup>+</sup>09] J. Lachniet et al. *Phys. Rev. Lett.*, 102:192001, 2009.
- [Lhu08] D. Lhuillier. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 61:183, 2008.
- [Liu06] J. Liu. *A Measurement of the Strange Quark Contributions to the Electromagnetic Form Factors of the Nucleon*. PhD thesis, Univ. of Maryland, 2006.
- [LMRM07] J. Liu, R. D. McKeown, and M. J. Ramsey-Musolf. *Phys. Rev. C*, 76:025202, 2007.
- [Lom01] E. L. Lomon. *Phys. Rev. C*, 64:035204, 2001.
- [Lom02] E. L. Lomon. *Phys. Rev. C*, 66:045501, 2002.
- [LWW03] R. Lewis, W. Wilcox, and R. M. Woloshyn. *Phys. Rev. D*, 67:013003, 2003.
- [M<sup>+</sup>74] J. J. Murphy et al. *Phys. Rev. C*, 9:2125, 1974.
- [M<sup>+</sup>82] M. Miller et al. *Phys. Rev. D*, 26:537, 1982.
- [M<sup>+</sup>93] P. Markowitz et al. *Phys. Rev. C*, 48:R5, 1993.
- [M<sup>+</sup>94a] M. Meyerhoff et al. *Phys. Lett. B*, 327:201, 1994.

- [M<sup>+</sup>94b] M. J. Musolf et al. *Phys. Rep.*, 239:1, 1994.
- [M<sup>+</sup>03] R. Madey et al. *Phys. Rev. Lett.*, 91:122002, 2003.
- [M<sup>+</sup>04a] F. E. Maas et al. *Phys. Rev. Lett.*, 93:022002, 2004. [PVA4 Collaboration].
- [M<sup>+</sup>04b] M. C. Martínez et al. *Phys. Rev. C*, 69:034604, 2004.
- [M<sup>+</sup>05] F. E. Maas et al. *Phys. Rev. Lett.*, 94:152001, 2005. [PVA4 Collaboration].
- [M<sup>+</sup>09] A. Meucci et al. *Phys. Rev. C*, 80:024605, 2009.
- [M<sup>+</sup>11] A. Meucci et al. *Phys. Rev. Lett.*, 107:172501, 2011.
- [M<sup>+</sup>13] G. D. Megias et al. *Phys. Rev. C*, 725:170, 2013.
- [Mac01a] R. Machleidt. *Phys. Rev. C*, 63:024001, 2001.
- [Mac01b] R. Machleidt. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 27:R69, 2001.
- [Mar04] M. C. Martínez. *Polarización Transferida en Procesos  $A(\vec{e}, e'\vec{p})B$  en la Aproximación de Impulso Relativista*. PhD thesis, Universidad de Sevilla, 2004.
- [MCD02a] M. C. Martínez, J. A. Caballero, and T. W. Donnelly. *Nucl. Phys. A*, 707:83, 2002.
- [MCD02b] M. C. Martínez, J. A. Caballero, and T. W. Donnelly. *Nucl. Phys. A*, 707:121, 2002.
- [MCGP03] A. Meucci, F. Capuzzi, C. Giusti, and F. D. Pacati. *Phys. Rev. C*, 67:054601, 2003.
- [McK89] R. D. McKeown. *Phys. Lett. B*, 219:140, 1989.
- [MD92] M. J. Musolf and T. W. Donnelly. *Nucl. Phys. A*, 546:509, 1992.
- [MDS02] C. Maieron, T. W. Donnelly, and I. Sick. *Phys. Rev. C*, 65:025502, 2002.
- [ME13] M. Martini and M. Ericson. *Phys. Rev. C*, 87:065501, 2013.
- [MEC11] M. Martini, M. Ericson, and G. Chanfray. *Phys. Rev. C*, 84:055502, 2011.
- [MECM09] M. Martini, M. Ericson, G. Chanfray, and J. Marteau. *Phys. Rev. C*, 80:065501, 2009.
- [MECM10] M. Martini, M. Ericson, G. Chanfray, and J. Marteau. *Phys. Rev. C*, 81:045502, 2010.
- [MG12] A. Meucci and C. Giusti. *Phys. Rev. D*, 85:093002, 2012.
- [MGP04] A. Meucci, C. Giusti, and F. D. Pacati. *Nucl. Phys. A*, 739:277, 2004.
- [MGP11] A. Meucci, C. Giusti, and F. D. Pacati. *Phys. Rev. D*, 84:113003, 2011.
- [MH90] M. J. Musolf and B. R. Holstein. *Phys. Lett. B*, 242:461, 1990.
- [MH91] M. J. Musolf and B. R. Holstein. *Phys. Rev. D*, 43:2956, 1991.
- [Mil98] G. A. Miller. *Phys. Rev. C*, 57:1492, 1998.
- [MS10] Franz Mandl and Graham G. Shaw. *Quantum Field Theory*. John Wiley & Sons., 2010.

- [MvK00] C. M. Maekawa and U. van Kolk. *Phys. Lett. B*, 478:73, 2000.
- [MVvK00] C. M. Maekawa, J. S. Veiga, and U. van Kolk. *Phys. Lett. B*, 488:167, 2000.
- [N<sup>+</sup>10] N. Nakamura et al. *J. Phys. G*, 37:075021, 2010. [PDG].
- [NK87] H. W. L. Naus and J. H. Koch. *Phys. Rev. C*, 36:2459, 1987.
- [NSV11] J. Nieves, I. Ruiz Simo, and M.J. Vicente Vacas. *Phys. Rev. C*, 83:045501, 2011.
- [NSV12] J. Nieves, I. Ruiz Simo, and M.J. Vicente Vacas. *Phys. Lett. B*, 707:72, 2012.
- [NSV13] J. Nieves, I. Ruiz Simo, and M.J. Vicente Vacas. *Phys. Lett. B*, 721:90, 2013.
- [O<sup>+</sup>99] M. Ostrick et al. *Phys. Rev. Lett.*, 83:276, 1999.
- [OLY09] OLYMPUS Collaboration. *Tech. Rep. MIT*, 2009.
- [P<sup>+</sup>71] L. E. Price et al. *Phys. Rev. D*, 4:45, 1971.
- [P<sup>+</sup>99] I. Passchier et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4988, 1999.
- [P<sup>+</sup>05] V. Punjabi et al. *Phys. Rev. C*, 71:055202, 2005.
- [P<sup>+</sup>10a] M. Paolone et al. *Phys. Rev. Lett.*, 105:072001, 2010. [E03-104 Collaboration].
- [P<sup>+</sup>10b] A. J. R. Puckett et al. *Phys. Rev. Lett.*, 104:242301, 2010.
- [Pol86] S. J. Pollock. *CEBAF Parity Violation Workshop, CEBAF-PR-86-015*, pg. 145, 1986.
- [Pou92] Grigorious Iakovou Poulis. *Aspects of Polarization in Quasi-Free Electron Scattering*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1992.
- [Pre78] C. Y. Prescott. *Phys. Lett. B*, 77:347, 1978.
- [PS95] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. *An introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Books, 1995.
- [Q<sup>+</sup>05] I. E. Qattan et al. *Phys. Rev. Lett.*, 94:142301, 2005.
- [QAA11] I. A. Qattan, A. Alsaad, and J. Arrintong. *Phys. Rev. C*, 84:054317, 2011.
- [R<sup>+</sup>99] D. Rohe et al. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4257, 1999.
- [R<sup>+</sup>10] S. Riordan et al. *Phys. Rev. Lett.*, 105:262302, 2010.
- [R<sup>+</sup>11] G. Ron et al. *Phys. Rev. C*, 84:055204, 2011. [JLab Hall-A Collaboration].
- [Raj11] J. F. Rajotte. *Proceedings of the DPF-2011 Conf., Providence, RI*, 2011. arXiv:1110.2218v1.
- [RD88] A. S. Raskin and T. W. Donnelly. *Ann. of Phys.*, 191:78, 1988.
- [RHD94] S. Ramavataram, E. Hahadjimichael, and T. W. Donnelly. *Phys. Rev. C*, 50:1175, 1994.
- [Rin96] P. Ring. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 37:193, 1996.

- [RM04] M. J. Ramsey-Musolf. *Eur. Phys. J*, A24:197, 2004.
- [S<sup>+</sup>82] P. Schwandt et al. *Phys. Rev. C*, 26:55, 1982.
- [S<sup>+</sup>93a] A. F. Sill et al. *Phys. Rev. D*, 48:29, 1993.
- [S<sup>+</sup>93b] C. M. Spaltro et al. *Phys. Rev. C*, 48:2385, 1993.
- [S<sup>+</sup>00] D. T. Spayde et al. *Phys. Rev. Lett.*, 84:1106, 2000. [SAMPLE Collaboration].
- [S<sup>+</sup>01] R. Schiavilla et al. *Phys. Rev. C*, 64:041002, 2001.
- [S<sup>+</sup>03] S. Strauch et al. *Phys. Rev. Lett.*, 91:052301, 2003.
- [S<sup>+</sup>10] A. Sibirtsev et al. *Phys. Rev. D*, 82:013011, 2010.
- [Sal68] A. Salam. *Elementary Particle Physics*. ed. N. Svartholm, Stockholm, 1968.
- [SNR93] M. M. Sharma, M. A. Nagarajan, and P. Ring. *Phys. Lett. B*, 312:377, 1993.
- [SW86] B. D. Serot and J. D. Walecka. *Adv. Nucl. Phys.*, 16:1, 1986.
- [SW92] B. D. Serot and J. D. Walecka. *Rep. Prog. Phys.*, 55:1855, 1992.
- [T<sup>+</sup>11] K. Takeda et al. *Phys. Rev. D*, 83:114506, 2011.
- [TF09] D. Toussaint and W. Freeman. *Phys. Rev. Lett.*, 103:122002, 2009.
- [TT90] P. C. Tiemeijer and T. J. Tjon. *Phys. Rev. C*, 42:599, 1990.
- [TW01] A. W. Thomas and W. Weise. *The Structure of the Nucleon*. WILEY-VCH, 2001.
- [TY07a] A. W. Thomas and R. D. Young. *Nucl. Phys. A*, 782:1c, 2007.
- [TY07b] A. W. Thomas and R. D. Young. *Nucl. Phys. A*, 790:173c, 2007.
- [U<sup>+</sup>95] J. M. Udías et al. *Phys. Rev. C*, 51:3246, 1995.
- [U<sup>+</sup>01] J. M. Udías et al. *Phys. Rev. C*, 64:024614, 2001.
- [Udí93] J. M. Udías. *Análisis Relativista del proceso  $(e, e'p)$  en Núcleos Complejos*. PhD thesis, Instituto de Estructura de la Materia, C.S.I.C., Madrid, 1993.
- [Udí12] J. M Udías. *Comunicación privada*, 2012.
- [USM<sup>+</sup>93] J. M Udías, P. Sarriguren, E. Moya de Guerra, E. Garrido, and J. A. Caballero. *Phys. Rev. C*, 48:2731, 1993.
- [V<sup>+</sup>04] J. R. Vignote et al. *Phys. Rev. C*, 70:044608, 2004.
- [VBZ00] C. Pascaud V. Barone and F. Zomer. *arXiv:hep-ph/0004268*, Abril 2000.
- [vH05] D. von Harrach. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 55:308, 2005.
- [vO08] W. T. H. van Oers. *Nucl. Phys. A*, 805:329c, 2008. [for the Qweak Collaboration].
- [VSKL09] M. Viviani, R. Schiavilla, B. Kubis, and R. Lewis. *Phys. Rev. Lett.*, 99:112002, 2009.

- [W<sup>+</sup>94] R. C. Walker et al. *Phys. Rev. D*, 49:5671, 1994.
- [W<sup>+</sup>04] G. Warren et al. *Phys. Rev. Lett.*, 92:042301, 2004.
- [Wal74] J. D. Walecka. *Ann. Phys.*, 83:491, 1974.
- [Wei67] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264, 1967.
- [Wes75] G. B. West. *Phys. Rep.*, 263:18, 1975.
- [WLTY09] P. Wang, D. B. Leinweber, A. W. Thomas, and R. D. Young. *Phys. Rev. C*, 79:065202, 2009.
- [X<sup>+</sup>00] W. Xu et al. *Phys. Rev. Lett.*, 85:2900, 2000.
- [X<sup>+</sup>03] W. Xu et al. *Phys. Rev. C*, 67:012201(R), 2003.
- [Y<sup>+</sup>06] W. M. Yao et al. *J. Phys. G*, 33:1, 2006. [PDG].
- [YCTR07] R. D. Young, R. D. Carlini, A. W. Thomas, and J. Roche. *Phys. Rev. Lett.*, 99:122003, 2007.
- [YRCT06] R. D. Young, J. Roche, R. D. Carlini, and A. W. Thomas. *Phys. Rev. Lett.*, 97:102002, 2006.
- [Z<sup>+</sup>00] S. L. Zhu et al. *Phys. Rev. D*, 62:033008, 2000.
- [Z<sup>+</sup>01] H. Zhu et al. *Phys. Rev. Lett.*, 87:081801, 2001.
- [Z<sup>+</sup>11] X. Zhan et al. *Phys. Lett. B*, 705:59, 2011.