

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

**DEPARTAMENTO DE
MECÁNICA DE LOS MEDIOS CONTINUOS,
TEORÍA DE ESTRUCTURAS
E INGENIERIA DEL TERRENO**

**MODELO DE COMPORTAMIENTO DE
MILONITOS DE FALLA BASADO EN
MEDIDAS DE DEFORMACIÓN**

TESIS DOCTORAL

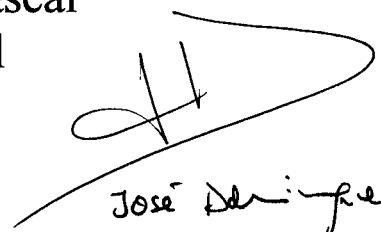
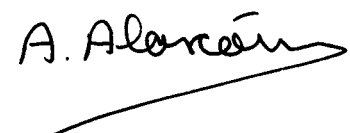
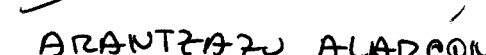
Presentada por:

MARÍA ARÁNTZAZU ALARCÓN REYERO

Ingeniero de Caminos, Canales y Puertos

Director: José Domínguez Abascal
Doctor Ingeniero Industrial

Sevilla, 2001


José Domínguez Abascal

A. Alarcón

ARANTZAZU ALARCÓN

RESUMEN

MODELO DE COMPORTAMIENTO DE MILONITOS DE FALLA BASADO EN MEDIDAS DE DEFORMACION DEFORMACIÓN

Para entender los procesos sísmicos, interpretar las observaciones de campo, predecir comportamientos futuros y diseñar estrategias de observación se precisa un modelo adecuado para las zonas de falla. Se ha progresado mucho empleando leyes de incrementos de velocidad y con variables de estado basadas en datos de laboratorio que muestran que el rozamiento entre superficies de roca depende de la velocidad.

El objeto de este trabajo es usar el esquema precitado de incrementos de velocidad y variables de estado para interpretar las medidas directas de deformación de corte en una zona de milonito simulado, en contraste con trabajos anteriores basados en medidas tomadas en una superficie rozante. Los ensayos se han llevado a cabo en un aparato de compresión en deformación plana que permite el registro fotográfico del proceso de deformación. En el modelo numérico los parámetros de un sistema con un grado de libertad muelle-deslizadera se ajustan comparando las respuestas, calculadas y observadas, a diferentes cambios de velocidad.

El objeto del modelado es relacionar las medidas locales en la zona de falla a medidas globales vía la respuesta del muelle-deslizadera. Se llevan a cabo simulaciones numéricas para calcular los efectos del flujo local de fluido en la evolución y desarrollo de la estructura

de la banda. En primer lugar se estudian dos casos límite: uno muy rápido en que no hay tiempo para el intercambio de masa fluida (sin drenar) y otro tan lento en que el intercambio de la masa fluida entre las capas impide cualquier diferencia de presión intersticial (drenado).

Se estudian luego varios casos de respuestas al corte para diferentes valores de la velocidad de desplazamiento entre los dos límites citados. Los resultados muestran que si la velocidad de desplazamiento es suficientemente alta y cambia con el tiempo, aparece un punto anguloso en la respuesta al corte. Las velocidades de desplazamiento en los datos de laboratorio para el material particular ensayado son tan lentos que la respuesta al corte en este caso no puede distinguirse del límite drenado. En general, para un material con un valor más pequeño del coeficiente de permeabilidad la influencia de la presión neutra sería mayor. En este caso de altos coeficientes de permeabilidad el efecto del flujo fluido es menos pronunciado que los intrínsecos debidos a las variaciones de velocidad y las variables de estado.

ABSTRACT

CONSTITUTIVE MODELING OF DIRECT MEASURES OF STRAIN IN SIMULATED FAULT GOUGE

An appropriate constitutive model for fault zones is necessary to understand earthquake processes, interpret field observations, anticipate future behavior and design observational strategies. Significant progress has been made employing rate and state-dependent constitutive relations based on laboratory data that demonstrates sliding friction on rock surfaces is velocity dependent.

The purpose of this work is to use the rate and state-dependent constitutive framework to interpret the direct measurements of shear strain in a simulated fault gouge zone. This is in contrast to previous work based of measurements taken on a frictional surface. Experiments are performed in a plane strain compression device which permits the deformation process to be recorded photographically. In the numerical model, the parameters of a spring-slider, one degree of freedom system are determined by comparing calculated and

observed responses to prescribed sudden velocity changes. The object of modeling is to relate the local measurements in the fault zone to global measurements via the response of the spring-slider. Numerical simulations are conducted to evaluate the effects of local fluid flow on the evolution and development of the band structure. First the two shearing limiting cases are studied: very fast so that there is no time for fluid mass exchange (undrained) or so slow that fluid mass exchange between the layers prevents any difference in pore pressure (drained). Several cases of shear responses for different values of the displacement rates in between the limiting cases are also studied. Results show that if the displacement rate is fast enough and changed with time, a kink occurs in the shear response. The displacement rates from the laboratory data for this particular material are so slow that the shear response in this case is indistinguishable from the drained limit. In general, for a material with a smaller value of coefficient of permeability, the influence of the pore water pressure would be more important. In this case, where the coefficient of permeability is high, the effect of the fluid flow is less pronounced than the intrinsic rate and state-dependent affects.

AGRADECIMIENTOS

Es difícil expresar los múltiples sentimientos de agradecimiento a la Universidad de Sevilla que además quiero hacer recaer en la persona del Prof. José Domínguez a quien debo no sólo cualquier éxito profesional sino también un cambio total en mi vida personal.

Mis primeros pasos como investigador los di en el Departamento de Mecánica Estructural y Construcciones Industriales de la Universidad Politécnica de Madrid, de la mano de la Prof. M^a Sagrario Gómez Lera cuyo ejemplo de trabajo y profesionalidad he procurado no olvidar (¡ tampoco olvido la obligatoriedad del *implicit none* ¡), muchas gracias Sagrario por tu generoso esfuerzo. Espero no haberte defraudado.

De Madrid, pasé al departamento de Mecánica de Medios Continuos de Sevilla donde pude disfrutar de un ambiente científico e intelectual único. A los Profesores Federico París, Antonio Martín, Rafael Picón, Jaime Domínguez, Francisco García Benitez, Rafael Gallego, etc., debo uno de los años más estimulantes de mi vida así como la transmisión del convencimiento de que cualquier fenómeno es numéricamente modelable.

Impulsada por mi tutor el Prof. Domínguez inicié la aventura americana como un esfuerzo marginal complementario. La estancia, que iba a ser breve, se ha transformado en mí dedicación a la Universidad de Northwestern donde se ha convertido en una experiencia

inolvidable y donde pude llevar a cabo los estudios que aquí se presentan. Quiero expresar mi agradecimiento más profundo al Prof. John Rudnicki, al Prof. Richard Finno por su continuo apoyo y guía durante años y al Prof. Reeves por sus continuos comentarios y sugerencias. Todos me han servido de ejemplo tanto en las clases como durante mi investigación y por ello les doy las gracias.

Gracias a Aurelie Schaer con quien empleé numerosos días (¡ y noches ¡) haciendo ensayos biaxiales y a quien considero una amiga para siempre. Gracias también a Amy Rechenmacher que ha sido crucial en la parte experimental del trabajo.

Gracias al grupo de Geomecánica por sus valiosos comentarios y apoyo: Rich Albert, Dimitri Garagash y Kathleen Issen. Gracias también a mis compañeros. Necesitaría mucho espacio para decir todas las cosas buenas que merecen y expresar la fortuna que tuve al conocerlos: Catalina Orozco, Samira Abassi, Sebastián Bryson Michele Calvelo, Guiles Merchandier, Sarah Gassman Charlie Pierce, Irene Arias y Marino Arroyo.

Mis amigos Nela Buño, Elena Martínez, Mónica Martínez y Susana Cadenas han superdemostrado que la distancia no es una barrera para la amistad. Muchas gracias por compartir conmigo los momentos más importantes de mi vida.

Para la plasmación material de esta tesis también estoy en deuda con Victoria Larriú que ha tecleado heroicamente hasta la última σ_{ij} . Muchas gracias Vicki.

A mi familia política, los Fleming, también va dirigido mi más profundo aprecio por haber estado siempre a mi lado.

Además, y muy especialmente, a mi familia: a mis padres Pilar y Enrique, a mis hermanas Cande y Cova y a mi hermano Nuño, su continuo cariño y apoyo. Sin ellos no podría haber sido quien soy, ni estar donde hoy estoy.

Finalmente a mi mejor amigo, mi colega y marido Mark, padre de mi pequeño tesoro James. Gracias. Solo tú sabes lo complicados que han sido estos últimos meses. Gracias por apoyarme. Sé que puedo contar contigo para siempre, y a ti y a nuestro hijo dedico esta tesis.

CAPITULO 1

INTRODUCCIÓN	1
1.1. Antecedentes	1
1.2 Planteamiento del problema	2
1.3 Bosquejo de la tesis	3

CAPITULO 2

ESTUDIO BIBLIOGRÁFICO	5
2.1. Introducción	5
2.2. Leyes de comportamiento con variaciones de velocidad y con variables de estado	7
2.3. Efectos de la presión neutra	15

CAPITULO 3

EQUIPAMIENTO EXPERIMENTAL Y TECNICAS ANALITICAS

19	19
3.1. Introducción	19
3.2. Aparato de deformación plana	20
3.2.1. Instrumentación	20
3.2.2. Control del Sistema	22
3.3. Tratamiento de datos	23
3.3.1. Medida de tensiones	25
3.3.2. Medidas de deformación	26
3.3.3. Cálculos del campo de desplazamientos	28
3.4. Suelo y método de ensayo	30
3.5. Curvas típicas	32
3.5.1. Velocidad de deformación constante	32
3.5.2. Velocidad de deformación variable	41
3.6. Resumen	45

CAPÍTULO 4

EFFECTOS DE LA VELOCIDAD Y LEY DE COMPORTAMIENTO	46
4.1. Introducción	46
4.2. Descripción del modelo	46
4.3. Cálculo de los parámetros de la ley de comportamiento	55
4.4. Resultados y discusión	58
4.4.1. Análisis cualitativo de la curva coeficiente de rozamiento, desplazamiento de corte	58
4.4.2. Ajuste de los saltos	60
4.4.3. Sensibilidad de los parámetros de la ley de comportamiento	70
4.5 Resumen	75

CAPITULO 5

EFFECTOS DEL FLUJO DE FLUIDO	77
5.1. Introducción	77
5.2. Modelo con drenaje e insensible a la velocidad	78
5.2.1. Modelo teórico	78
5.2.2. Formulación	85
5.2.3. Parámetros numéricos	90
5.2.4. Resultados y análisis	91
5.2.5. Resumen	97
5.3. Modelo sin drenaje	98
5.3.1. Formulación	99
5.3.2. Casos límite	105
5.3.3. Parámetros numéricos	108
5.3.4. Resultados y discusión	110
5.3.5. Resumen	117

CAPITULO 6

CONCLUSIONES 118

BIBLIOGRAFIA 123

CAPITULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1. Antecedentes

Con objeto de comprender los procesos sísmicos, interpretar las observaciones de campo, predecir comportamientos futuros y preparar estrategias de observación se necesita disponer de un modelo numérico adecuado para zonas de falla. Se ha progresado mucho empleando leyes de comportamiento dependientes de la velocidad y de variables de estado apoyándose en datos de laboratorio que muestran que el rozamiento entre superficies rocosas depende de la velocidad (Dieterich 1979; Ruina 1983; Tullis y Week 1986).

Los cálculos con modelos de un grado de libertad que usan esas relaciones permiten simular una amplia gama de respuestas observadas en ensayos de laboratorio; en particular ha sido posible predecir transiciones entre el deslizamiento continuo y la respuesta parada-deslizamiento.

Una característica importante de las observaciones de laboratorio es que la alteración de la tensión rozante, a tensión normal constante en respuesta a cambios bruscos en la velocidad de deslizamiento, ocurre en una distancia crítica d_c . Varios cálculos en modelo han demostrado la importancia de ese parámetro en diferentes fenómenos sísmicos, como la estabilidad del deslizamiento. Sin embargo la base física para la existencia de d_c no es bien

comprendida y permanece como incógnita si se quiere extrapolar a los resultados de campo. Algunos resultados experimentales recientes relativos al corte de milonitos simulados han indicado que la distancia crítica de deslizamiento depende del espesor del milonito que participa en la deformación y en la deformación de corte acumulada en la zona que se deforma (Marone y Kilgore 1993). Por otro lado si el milonito está saturado, la dilatación o compactación pueden alterar la presión neutra local y las tensiones efectivas y, por tanto, la resistencia al deslizamiento (Lockner y Byerlee 1994).

Hasta ahora los métodos experimentales no tienen en cuenta medidas internas tales como el espesor del relleno en la falla simulada. Estas limitaciones hacen pensar que los parámetros relativos a una distancia crítica de deslizamiento no han sido apropiadamente medidas.

1.2. Planteamiento del problema

Con este trabajo se pretende la interpretación de medidas directas de la deformación en una banda de corte, en el contexto de leyes de comportamiento que incluyan los efectos de velocidad y variables de estado. Los ensayos se han hecho en un aparato de compresión en deformación plana muy instrumentado que permite el registro fotográfico del proceso de deformación. Se miden los desplazamientos internos y a partir de ellos se calculan las deformaciones.

El modelado numérico tiene dos aspectos. El primero es la interpretación de las medidas obtenidas en condiciones de deformación con drenaje en función de la formulación. El modelo es un sistema de un grado de libertad, muelle-deslizadera, con una forma hipotética de la ley de comportamiento cuyos parámetros se determinan comparando la respuesta numérica con la de los ensayos cuando se aplican cambios bruscos de velocidad. Además puesto que la tensión normal en la banda de corte no tiene por qué ser constante en los ensayos, se precisa incluir los efectos de la variación de la tensión normal (Linker y Dieterich 1992).

El segundo aspecto del modelado está relacionado con los efectos del flujo de fluido. Los ensayos sin drenaje de Lockner y Byerlee (1994) hacen pensar que los efectos debidos a la alteración de la presión neutra por dilatancia pueden enmascarar los debidos a la velocidad y a la variable de estado y, en consecuencia, controlar la estabilidad al deslizamiento. Se han llevado a cabo simulaciones numéricas usando el modelo de dos capas de Rudmicki y Chen (1988) modificado para simular deformaciones de la arena en una zona milonitizada y los efectos del flujo local de fluido en la evolución y formación de la banda para determinar si los efectos de presión neutra positiva pueden superar los intrínsecos de la velocidad y variable de estado.

1.3. Bosquejo de la tesis

La tesis está dividida en 6 Capítulos. En el Capítulo 2 se presentan algunos resultados previos relativos a la simulación del rozamiento en rocas y rellenos simulados de

falla. Estas leyes de comportamiento están basados en datos de laboratorio que demuestran que el rozamiento por deslizamiento depende de la velocidad. El Capítulo 3 resume el aparato mecánico usado en el laboratorio para obtener las tensiones y deformaciones que constituyen la respuesta observada así como una justificación de la idoneidad de estos ensayos para obtener las tensiones y deformaciones en la respuesta observada así como la de su adecuación para representar modelos basados en la velocidad y variable de estado. El Capítulo 4 estudia las medidas de deformación con drenaje a partir de experimentos en función de aquél modelo. El Capítulo 5 analiza la influencia de la presión neutra para determinar si sus efectos son más o menos pronunciados que los del modelo numérico presentado en el Capítulo 4. Para concentrarse en el papel del acoplamiento entre deformación y difusión la primera sección presenta las leyes de comportamiento con drenaje idealizados como independientes de la velocidad y los resultados se comparan con los del ensayo ms10 descrito en el Capítulo 3. La segunda parte presenta un modelo que usa la respuesta con drenaje para calcular la situación sin drenaje y decidir si los efectos de presión neutro son o no importantes. En el Capítulo 6 se resumen los resultados de la tesis y se extraen las conclusiones pertinentes.

CAPITULO 2

ESTUDIO BIBLIOGRÁFICO

2.1. Introducción

Se precisa un modelo adecuado para las zonas de falla con objeto de comprender los procesos sísmicos, interpretar las observaciones de campo, predecir el comportamiento y diseñar estrategias de observación. El trabajo pionero de Brace y Byerlee (1996) mostró que el deslizamiento puede ser estable o intermitente tipo parada-deslizamiento. Ello es análogo a la fluencia de fallas naturales. Desde entonces los ensayos de rozamiento en laboratorio han sido considerados una buena analogía para el comportamiento de fallas naturales. Estas contienen rellenos, milonitos, que son el producto del desgaste entre superficies deslizantes y hay evidencias de que juegan un papel importante en la estabilidad de las fallas naturales (Scholz et al 1969; Marone y Scholz 1988). Por ello la comprensión de la mecánica de los terremotos exige la comprensión del comportamiento en rozamiento de los sistemas de milonito y milonito-roca.

El modelado del comportamiento y la estabilidad del rozamiento por deslizamiento de rocas en probetas de laboratorio se ha llevado a cabo usando las leyes de comportamiento dependientes de la velocidad y de variables de estado propuestas por Dieterich (1979) y Ruina (1983). El trabajo experimental se hizo sobre rocas tales como el granito (Dieterich

1978 y 1979; Tullis y Weeks 1986; Beeler y Tullis 1994), la cuarcita (Ruina 1980), dolomia (Weeks y Tullin 1985) y halita (Shimamoto 1986).

Otros investigadores han utilizado rellenos simulados (Marone y Scholz 1988; Marone et al 1990; Blanpied et al 1998; Beeler et al 1996 y Morrow y Byerlee 1989). La diferencia entre superficie rocosa y relleno es importante puesto que se ha observado que este último tiende a estabilizar el deslizamiento frente al que se produce entre superficies limpias (Byerlee y Summers 1976; Marone et al 1990).

Para capas de milonito simulado la velocidad de rozamiento, la resistencia de rozamiento, la microestructura del milonito y los cambios de su espesor dependen de los desplazamientos en forma complicada pero correlacionada (Beeler et al 1996). Estos últimos observaron que el efecto estabilizador del milonito no puede explicarse por la dilatancia tal como fue propuesto por Marone et al (1990).

También se ha demostrado la utilidad de las leyes de rozamiento incorporándolas a estudios de simulación de deslizamiento de fallas en la tierra. Estos estudios incluyen análisis de estabilidad (Ruina 1980 y 1983) así como estudios de generación de grandes terremotos continentales y réplicas (Rice y Gu 1983). Hasta ahora el mayor interés en laboratorio ha sido la descripción de la variación de la resistencia al deslizamiento en condiciones de velocidad variable y tensiones normales constantes.

Sin embargo tanto en los experimentos de laboratorio como en la corteza terrestre la hipótesis de tensión normal constante no siempre es adecuada y deberían estudiarse sus efectos (Linker y Dieterich 1992).

2.2. Leyes de comportamiento con variaciones de velocidad y con variables de estado

La influencia de los cambios de velocidad en el comportamiento del rozamiento se lleva a cabo usando las relaciones propuestas por Dieterich (1979), Ruina (1980 y 1983) y Rice y Gu (1983). Con estas leyes se pretende describir la variación de la resistencia al rozamiento con la velocidad e historia de éste. Marone et al (1990) introdujeron una mejora a estos modelos de relación entre tensiones y deformaciones tangenciales usando experimentos en rellenos simulados. El esquema de deformación que obtuvieron es el indicado en la figura 2.1 que ilustra la complejidad del esquema de deformación en el interior del milonito, con microcortes dentro de las capas del relleno y la localización de cortantes en el contorno. En sus ensayos se utilizó un milonito consistente en arena de cuarzo colocada entre dos bloques bien de acero inoxidable bien de granito tipo Westerly cortado a 45°; el conjunto se sometía al corte en condiciones saturadas y con drenaje en un aparato triaxial. Como se indica en la figura 2.1 las zonas de deformación concentrada estaban orientadas alrededor de 60° desde la horizontal y los cortantes de borde se localizaban en los extremos de la zona milonitizada.

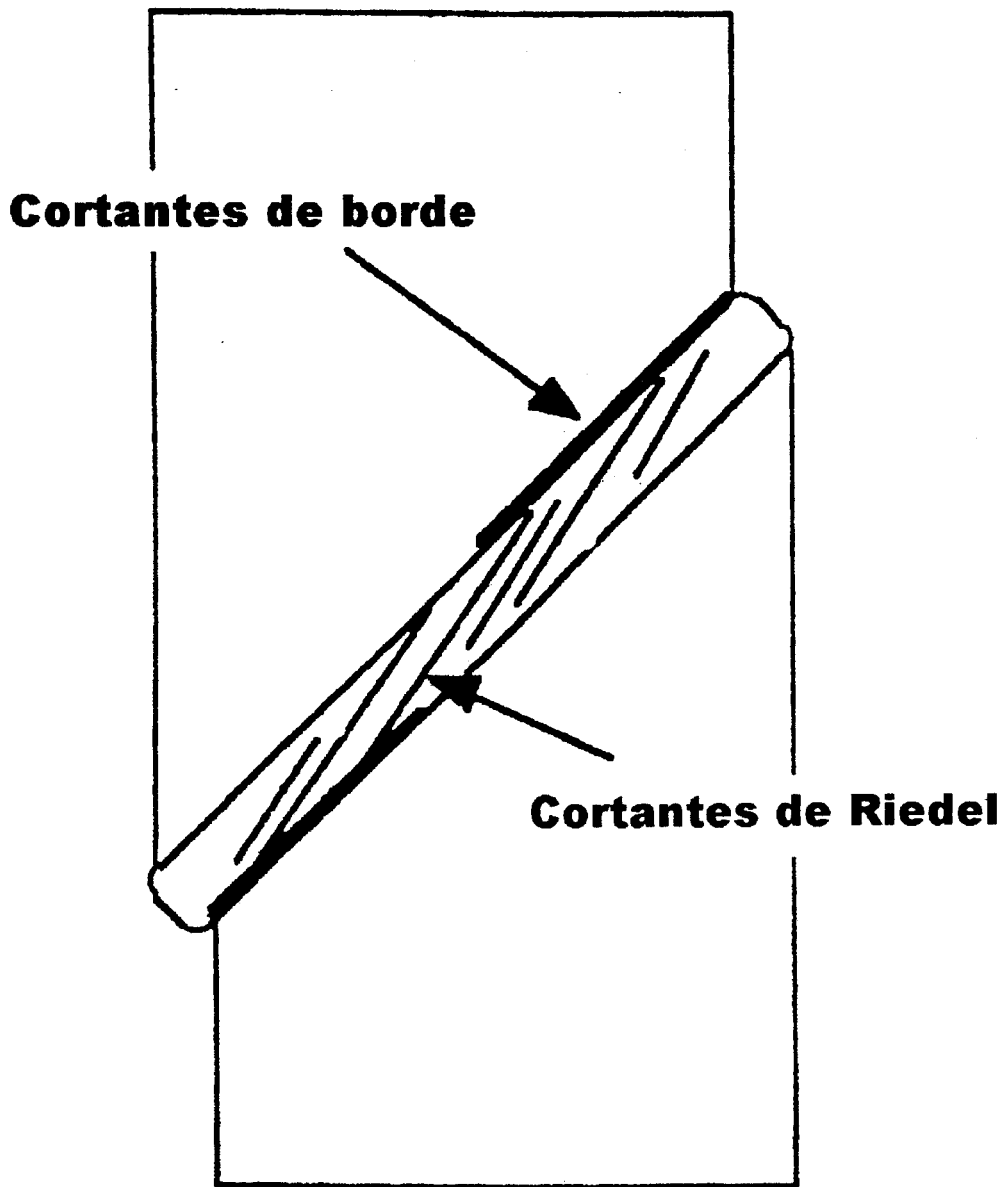


Figura 2.1

Cortantes de Riedel dentro del milonito (según Marone et al 1990)

Los trabajos de Finno et al (1996 y 1997) afrontaron la formación de bandas usando técnicas experimentales (Véase el Capítulo 3). Obtuvieron que se producen bandas en ensayos de compresión en deformación plana tanto con como sin drenaje. Se observaron bandas únicas o múltiples durante la deformación macroscópica uniforme que se concentraban en una banda única y persistente al continuar la deformación. El ángulo de orientación de la banda con la horizontal variaba inicialmente de 57° a 63° y disminuía una media de 3° conforme progresaba la deformación en una banda persistente. Esos ángulos son semejantes a las bandas de Riedel observadas por Marone et al (1990).

Los resultados experimentales semejantes a los presentados en la figura 2.2 se analizan en el contexto de las leyes de comportamiento basados en cambios de velocidad y variables de estado.

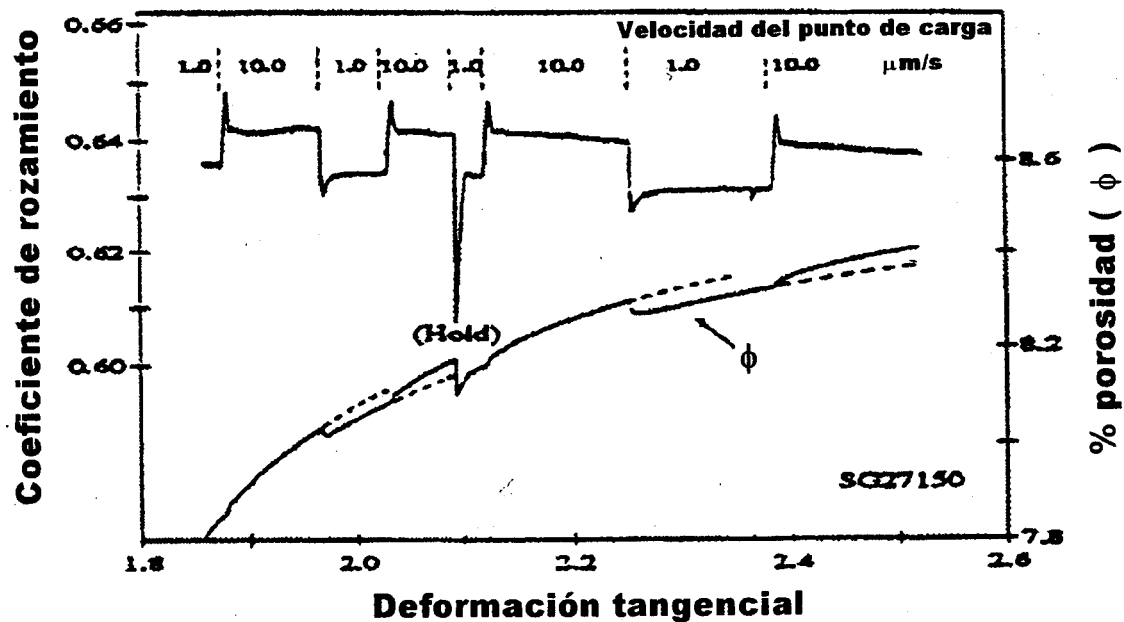


Figura 2.2

Respuesta de un milonito simulado de 4 mm de espesor a cambios impuestos de velocidad (Según Marone et al 1990)

La ley empírica se expresa en función de la tensión tangencial τ , el coeficiente de rozamiento μ y la tensión normal σ

$$\tau = \mu \sigma \quad (2.1)$$

El coeficiente de rozamiento se puede escribir como:

$$\mu = \mu_0 + a \ln \frac{V}{V^*} + b_1 \ln \frac{\theta_1 V^*}{D_{c1}} + b_2 \ln \frac{\theta_2 V^*}{D_{c2}} \quad (2.2)$$

donde μ_0 es un valor nominal del coeficiente de rozamiento, el segundo sumando depende de la velocidad de deslizamiento V y de una velocidad de referencia arbitraria V^* y el resto de los términos dependen de una o más variables de estado θ_i (generalmente una sola variable de estado es suficiente para una definición adecuada y se ha interpretado como un índice del área de contacto asociada con la fluencia variable con el tiempo (Linker y Dieterich 1992). La constante a representa el efecto directo que es responsable del aumento (disminución) instantáneo de la resistencia tras un incremento (disminución) de velocidad y la constante b es la magnitud de la posterior caída del desplazamiento a un nuevo régimen permanente. El parámetro D_{ci} es una distancia característica en la que decae el rozamiento tras un cambio en la velocidad del punto de carga.

Diferentes investigadores han propuesto leyes de comportamiento para explicar cómo ocurre el aumento de resistencia al deslizamiento. En una de ellas (Dieterich 1979) el rozamiento evoluciona con el tiempo de contacto permanente mientras que en otra (Ruina 1983) el deslizamiento es un requisito fundamental para la evolución del rozamiento.

Aunque ambas leyes tienen ciertas características comunes predicen relaciones de escala cualitativamente distintas y diferente comportamiento dinámico en modelos teóricos de rotura sísmica (Rice 1993). La ley de Ruina se ha empleado para predecir saltos de velocidad en ensayos de rozamiento y ciclicidad sísmica. Puede escribirse como:

$$\frac{d\theta_i}{dt} = - \left[\frac{\theta_i V}{D_{cl}} \right] \ln \frac{\theta_i V}{D_{cl}} \quad (2.3)$$

La combinación de las ecuaciones (2.2) y (2.3) se llama **ley de deslizamiento** (Blanpied et al 1998) porque la ecuación 2.3 requiere que se produzca el deslizamiento para que evolucione la variable de estado, es decir, las superficies en contacto permanente no sufren aumento de resistencia. El problema es que la ley no tiene ninguna interpretación física directa que la ligue a la micromecánica del proceso de deslizamiento.

Dieterich (1979) y sus colaboradores han utilizado la siguiente ley de evolución:

$$\frac{d\theta_i}{dt} = 1 - \frac{\theta_i V}{D_{cl}} \quad (2.4)$$

que también fue usada para los ensayos deslizamiento-parada-deslizamiento (Beeler y Tullis 1994) y para los cambios escalonados de tensión normal de Linker y Dieterich 1992. Con ella se produce el aumento de resistencia (envejecimiento) a baja velocidad o el contacto estacionario real observado en los ensayos citados de Beeler y Tullis. La combinación de las ecuaciones 2.2 y 2.4 es llamada "**ley de lentitud** ("slowness")" (Blanpied et al 1998) por que en régimen permanente la variable de estado es proporcional a la lentitud V

$$(\theta_i)_{ss} = D_{ci} / V$$

Perrin et al propusieron recientemente (1995) una forma alternativa de la ley de comportamiento:

$$\mu = \mu_0 + a \ln \frac{V}{V^*} + b_1 \ln \frac{\theta_1 V^*}{2 D_{c1}} + b_2 \ln \frac{\theta_2 V^*}{2 D_{c2}} \quad (2.5)$$

$$\frac{d\theta_i}{dt} = 1 - \left[\frac{\theta_i V}{D_{ci}} \right]^2 \quad (2.6)$$

Da resultados semejantes a la ley de deslizamiento en simulaciones de respuesta a saltos de velocidad y al igual que la ley de lentitud permite aumentos de resistencia durante el contacto permanente.

Blanpied et al (1998) hablan de “regla cuadrática” cuando se refieren a las ecuaciones 2.5 y 2.6.

Chester (1994) y Chester y Higgs (1992) modificaron posteriormente la formulación propuesta por Dieterich (1979) para incluir la dependencia de la temperatura. Esta nueva formulación fue recientemente utilizada por Blanpied, Tullis y Weeks (1998) que estudiaron los efectos del deslizamiento, velocidad de deslizamiento y calentamiento por corte.

En régimen permanente, por definición $\frac{d\theta_i}{dt} = 0$, de modo que anulando la parte derecha de la ley de evolución, eliminando la variable de estado θ_i y sustituyendo en la ecuación 2.2 se tiene:

$$\mu_{ss} = (a - b_1 - b_2) \ln \frac{V}{V^*} \quad (2.7)$$

donde μ_{ss} es el coeficiente de rozamiento a velocidad V en régimen permanente. La cantidad $a - b_1 - b_2$ mide la dependencia de la velocidad:

$$\frac{\partial \mu_s}{\partial \ln V} = a - b_1 - b_2 \quad (2.8)$$

Como en muchos ensayos de laboratorio se ha visto que los datos se pueden definir adecuadamente mediante una variable de estado, ello significa que la dependencia en el estado estacionario depende de $a - b$ más que de $a - b_1 - b_2$. El debilitamiento con la velocidad en régimen permanente se produce cuando $a - b$ es menor que cero e implica que el rozamiento disminuye con la velocidad de deslizamiento, mientras que el reforzamiento se produce cuando $a - b$ es mayor de cero y significa aumento del rozamiento con la velocidad.

Un modelo sencillo de bloque rígido (figura 2.3) controlado por un único muelle es generalmente suficiente (Gu et al 1984) para describir el comportamiento observado en los ensayos de laboratorio descritos (Marone et al 1990).

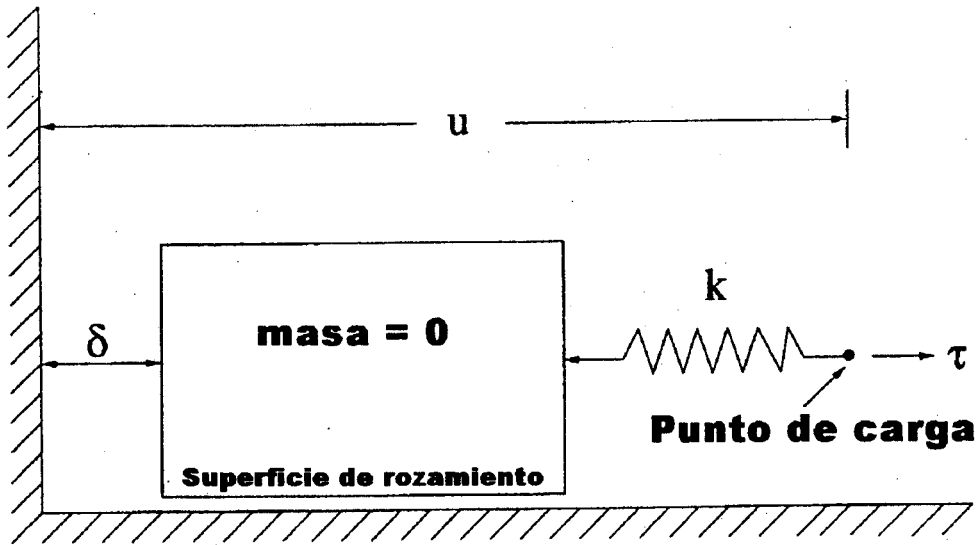


Figura 2.3

Un bloque de masa despreciable desliza una distancia δ a velocidad V . Un punto de carga se mueve una distancia u a la velocidad impuesta V_0 alargando el muelle con rigidez k (dimensiones tensión/distancia) y provocando la tensión tangencial τ

Modela el deslizamiento sobre la superficie de rozamiento y combina la interacción elástica del sistema elástico con la ley de comportamiento de la superficie. Puesto que la fuerza de rozamiento iguala la transmitida por el muelle (equilibrio de fuerzas) su variación con el tiempo se expresa como:

$$\frac{d\tau}{dt} = k (V_0 - V) \quad (2.9)$$

donde k es la rigidez del muelle (con dimensiones tensión/distancia), V es la velocidad en la superficie de deslizamiento y V_0 es la velocidad del punto de carga o la magnitud de la velocidad de desplazamiento en los ensayos de laboratorio.

Al estudiar la estabilidad del relleno una característica importante de las observaciones en laboratorio es que la alteración de la tensión de rozamiento (a valores constantes de la tensión normal) como respuesta a cambios bruscos de la velocidad de deslizamiento se produce sobre una distancia crítica D_c . Los modelos derivados de esos experimentos han demostrado la importancia de D_c en diferentes fenómenos relacionados con terremotos como las dimensiones de nucleación y la estabilidad de deslizamiento (Dieterich 1992 y 1986). Aparentemente la distancia crítica es mucho mayor in situ (10^{-2} m) que en los ensayos de laboratorio (10^{-5} m) y la diferencia se ha achacado a diferencias de rugosidad entre las superficies de laboratorio y las fallas naturales (Scholz 1988). Esto predice una dependencia de D_c respecto al tamaño de las partículas y el tipo de relleno (Dieterich 1979) pero no de la deformación de corte. Ensayos de corte recientes en milonitos simulados (Marone et al 1990; Marone y Kilgore 1993) indican que la distancia crítica D_c se modula con la deformación acumulada en la zona de falla. Marone y Kilgore (1993) proponen que esta dependencia está relacionada con el espesor de la zona de corte activo que puede ser menor que el espesor del milonito.

2.3. Efectos de la presión neutra

Si el relleno está saturado la dilatación o compactación pueden alterar la presión local del fluido, la tensión de compresión efectiva y por tanto la resistencia al deslizamiento. La deformación sin drenaje de un material que se compacta causa un incremento de la presión neutra y, en consecuencia, una disminución tanto en la tensión de compresión

efectiva (compresión total – presión neutra) como en su resistencia al deslizamiento. Por otro lado la deformación sin drenaje de un material dilatante reduce la presión intersticial e inhibe posteriores deformaciones tangenciales. En el interior de las probetas de ensayo diferentes regiones deformándose volumétricamente pueden intercambiar masa fluida con el material adyacente dependiendo de las escalas relativas de deformación y difusión del fluido.

Rudnicki (1984) estudió el desarrollo y concentración de deformaciones de corte en una zona de falla debilitándose. Un estudio semejante fue usado por Rudnicki y Chen (1998) para estudiar la estabilización de un deslizamiento rozante rápido en una falla debilitándose por endurecimiento dilatante. Los experimentos sin drenaje de Lockner y Byerlee (1994) hacen pensar que los efectos debidos a la alteración de la presión neutra por dilatancia pueden superar las debidas a la estabilidad del deslizamiento. La figura 2.4 presenta la comparación de resistencias a los de Marone et al (1990) en que un incremento de la velocidad de deslizamiento produce un incremento inmediato del coeficiente de rozamiento y viceversa.

Los ensayos de Marone et al (1990) y Marone y Kilgore (1993) muestran la dependencia de la deformación volumétrica en el relleno (dilatación o compactación) con la velocidad de corte. En los ensayos de Marone y colaboradores y en los de Lockner y Byerlee, el cambio de volumen se basó en medidas globales y las deformaciones de corte se calcularon como la deformación tangencial media en la capa milonitizada (desplazamiento paralelo a la zona del milonito dividido por el espesor del mismo). Sin embargo los complicados esquemas de los microcortes de la figura 2.1 implican que el comportamiento de ese material no se puede describir adecuadamente mediante promedios de porosidad y

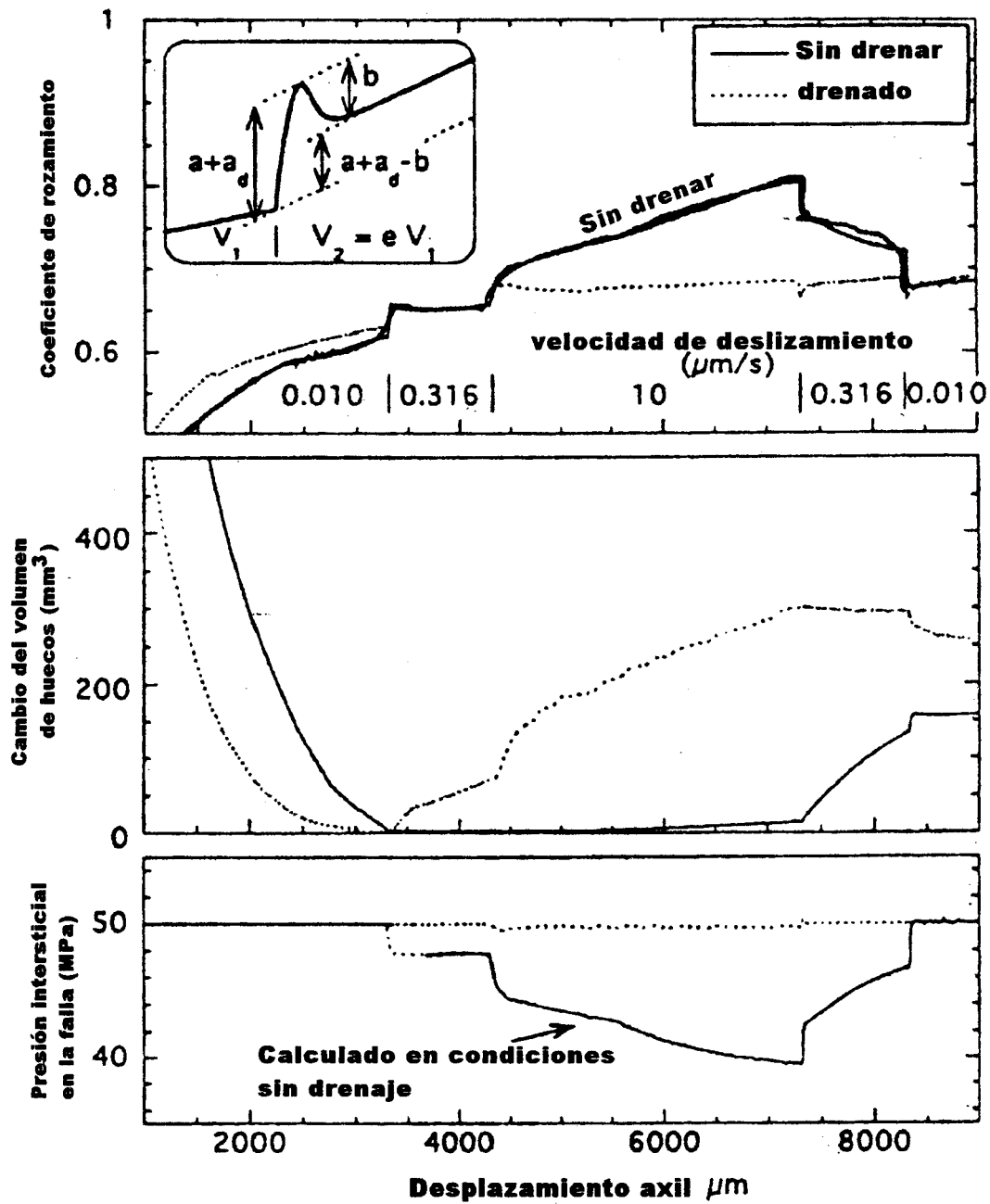


Figura 2.4

Resistencia de milonitos simulados con y sin drenaje. (según Lockner y Byerlee (1994))

deformación tangencial, por lo que cualquier conclusión relativa a la relación entre la distancia crítica y el espesor del relleno o la deformación volumétrica de éste no responderá al comportamiento real. Ello hizo pensar que los parámetros de los modelos no estaban basados en cantidades adecuadamente medidas. Algunos recientes progresos en las técnicas experimentales de Finno y colaboradores permiten la medición del progresivo desarrollo de deformaciones localizadas en el interior de una probeta granular así como la de las deformaciones localizadas tras la formación de una banda de corte.

Llevando a cabo ensayos en condiciones con y sin drenaje, se pueden comparar los efectos relativos de la alteración de la presión neutra con los del modelo de velocidad y variable de estado. Otros investigadores han estudiado también los efectos de la presión neutra.

Segall y Rice (1995) han estudiado el refuerzo por dilatación dependiente de la velocidad en un modelo de un grado de libertad muelle-deslizadera que predice cambios en la porosidad con cambios escalonados de la velocidad de deslizamiento semejantes a los de los ensayos de Marone et al (1990).

En general los modelos se concentran en el comportamiento sin drenaje. Ello es motivado por los modelos de falla usados en zonas de falla con altas presiones que están esencialmente hidráulicamente aisladas de las rocas adyacentes (Rice 1993; Sleep y Blanpied 1992) y más recientemente Rudnicki (1984) y Alarcón (1995).

CAPITULO 3

EQUIPAMIENTO EXPERIMENTAL Y TECNICAS ANALITICAS

3.1. Introducción

La localización de las deformaciones a corte es un fenómeno bien conocido en muchos materiales ingenieriles tales como arenas, arcillas, hormigón y rocas. La localización se manifiesta mediante la concentración de la deformación en una o más bandas estrechas llamadas bandas de corte. Se han desarrollado técnicas experimentales para cuantificar el comportamiento de arenas en el caso que se presente la localización utilizando un aparato de deformación plana especialmente proyectado. Este aparato ha sido previamente utilizado para estudiar la deformación de bandas de corte en arcillas glaciares blandas de Chicago (Rhee 1991; Finno y Rhee 1993), arcilla rígida de Vallerica (Viggiani et al 1994) y arenas sueltas (Harris 1994) y densas (Mooney 1996). El aparato, proyectado inicialmente por Vardoulakis y Drescher (1988) fue adquirido a la Universidad de Minnesota y modificado posteriormente por Rhee (1991), Harris (1994) y Mooney (1996).

En este capítulo se describen tanto las características del aparato de deformación plana usado en este estudio como el análisis de datos.

3.2. Aparato de deformación plana

Tal como se indica en la figura 3.1 el estado de deformación plana es inducido mediante dos paredes paralelas entre las que se monta una probeta prismática de suelo de 140 mm de altura, 40 mm de ancho y 80 mm de longitud, envuelta en una membrana de látex. Las dos caras libres de la probeta se encuentran sometidas a una presión de confinamiento. La placa base se ajusta en una corredera deslizante sobre una guía lineal. Tanto la placa base como la superior son más grandes y todas las superficies en contacto con la probeta son de vidrio y están lubricadas para minimizar el rozamiento. Una célula cilíndrica, rellena con aceite de silicona, rodea la probeta y todo el conjunto se sitúa en un marco de carga. Una de las paredes laterales es una ventana de Plexiglass de 25 mm de espesor que permite tomar durante el ensayo fotografías de la deformación coplanaria de la probeta.

3.2.1. Instrumentación

Tal como se indica en la figura 3.1 actualmente se usan un total de 19 sensores. Cuatro células de carga (una superior, tres inferiores) permiten medir el axil, la excentricidad de la carga aplicada y el rozamiento en las paredes. Otras cuatro células de carga están embebidas en una pared lateral de aluminio para medir las fuerzas fuera del plano, lo que permite una total estimación de las fuerzas de contorno durante los procesos de consolidación y corte. Siete transductores de desplazamientos controlan los desplazamientos axiles y laterales de la probeta y el movimiento horizontal de la corredera.

Transductores de presión controlan de forma continua tanto las presiones intersticiales arriba y debajo de la probeta como la presión de la célula.

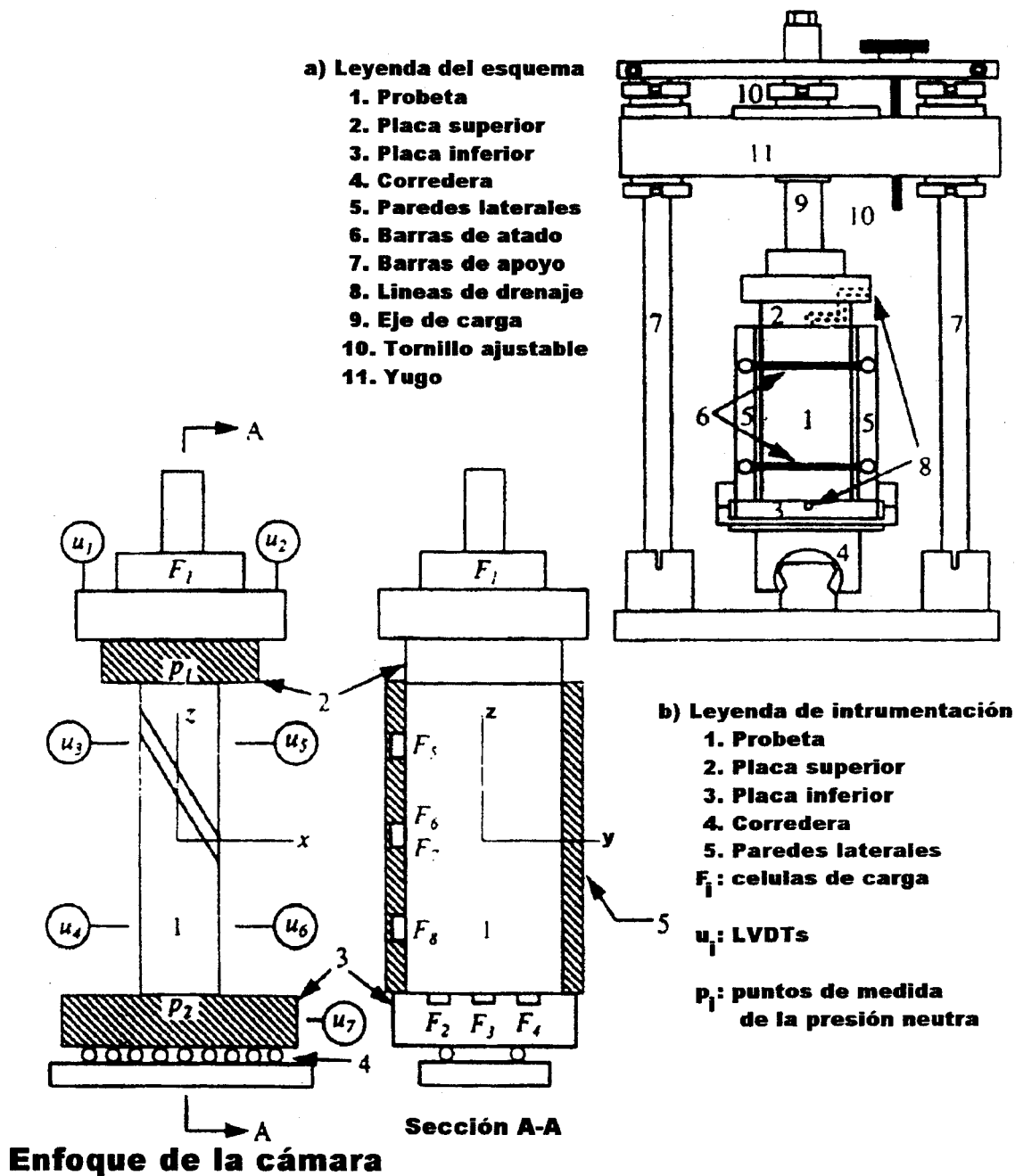


Figura 3.1

Aparato de deformación plana (según Mooney 1996)

El cambio global de volumen se registra con una bureta que en su base tiene un transductor de presiones diferenciales.

Las señales de salida de estos transductores van a un microordenador que controla todas las operaciones. Se han desarrollado programas de ordenador para aplicar cualquier trayectoria de tensiones en condiciones de deformación plana tanto para consolidaciones isótropa, anisótropa y k_0 como para compresión sin drenaje, con drenaje y con control de deformación volumétrica constante.

3.2.2. Control del Sistema

Las señales enviadas por cada sensor son recibidas de forma continua con un sistema Vadalyne de adquisición de datos y control (DACS) que cuando se combinan con un microcomputador controlan el desarrollo de cada ensayo. El DACS muestra todas las lecturas unas 5 veces por segundo. El software se apoya en realimentación desde el DACS para diversos temas del experimento como contrapresión de saturación y consolidación tipo k_0 ó k_c . Generalmente las lecturas se obtienen desde el DACS cada 5 segundos para llevar a cabo los diferentes procedimientos.

3.3. Tratamiento de datos

El objetivo de cualquier aparato para experimentar en un laboratorio tradicional es conseguir la reproducción del comportamiento elemental en una probeta de suelo. Cuando se produce una deformación no homogénea un aparato tradicional es incapaz de detectarla o analizarla. Precisamente la abundante instrumentación del aparato de deformación plana se desarrolló para calcular tanto el comportamiento homogéneo como el correspondiente a la presencia de la localización.

Mientras la probeta se deforma homogéneamente la dirección principal de tensión y deformación es vertical, tal como se muestra en la figura 3.2. Durante la compresión en condiciones de deformación plana, la tensión principal intermedia actúa en la dirección perpendicular al plano.

La deformación principal en esta dirección E_2 es cero debido a la coacción de las paredes. La dirección horizontal restante en el plano de deformación corresponde a la dirección de tensiones y deformaciones principales máximas. A partir de ahora se utiliza la convención típica en mecánica del suelo que considera positivas las compresiones.

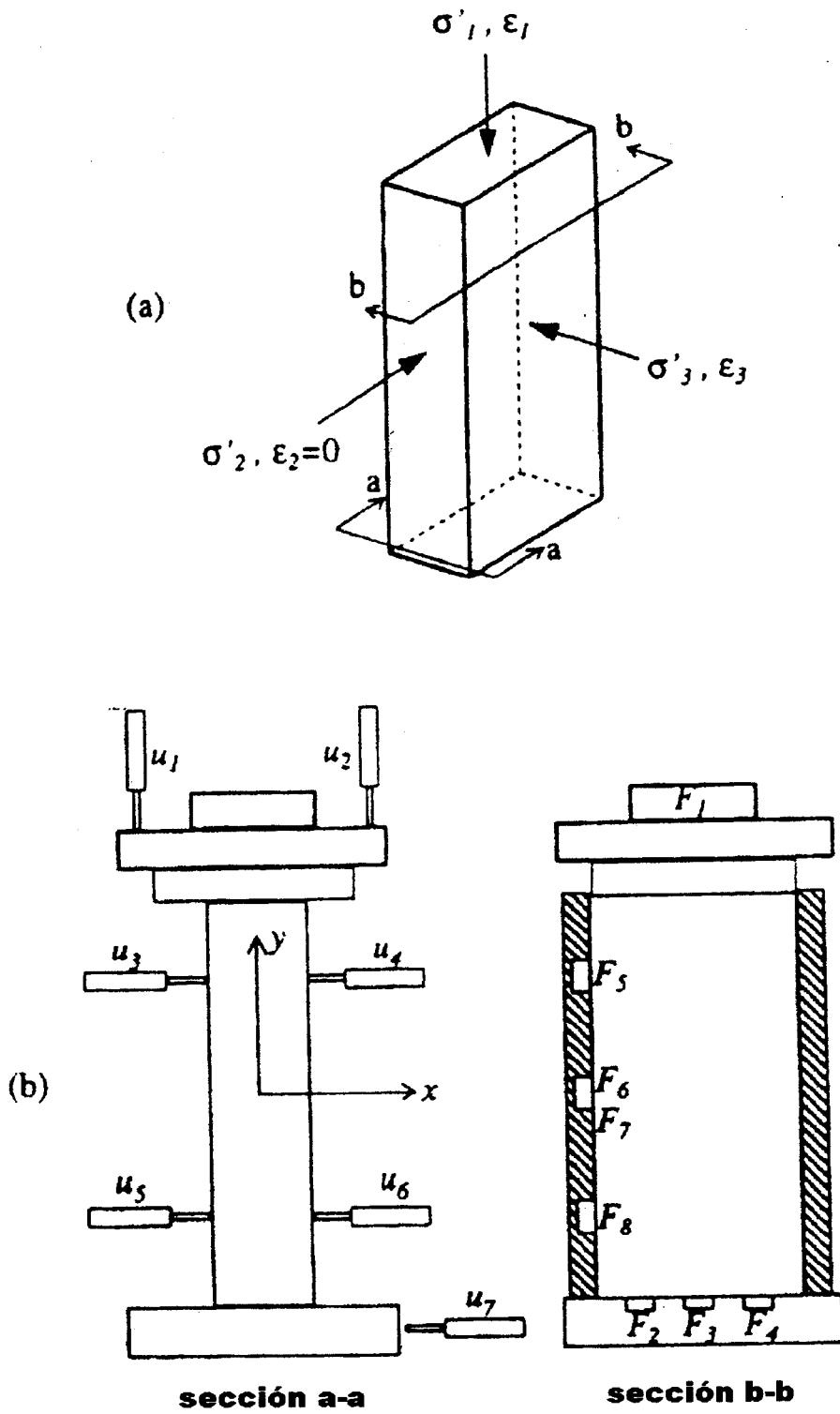


Figura 3.2: (a) Direcciones de tensiones y deformaciones principales en deformación homogénea.(b) Sensores a partir de los que se calculan tensiones y deformaciones (según Mooney 1996)

3.3.1. Medida de tensiones

Con la instrumentación existente se determinan las tensiones principales σ_1 , σ_2 , σ_3 donde σ_1 es la tensión axial, σ_2 la tensión perpendicular al plano y σ_3 la tensión horizontal restante.

Para separar la deformación en sus componentes tangencial y volumétrica se usan invariantes conjugados respecto al trabajo con los que se describen estados de tensiones efectivas de confinamiento y corte.

La tensión media efectiva p' se define mediante:

$$p' = \frac{1}{3} (\sigma'_1 + \sigma'_2 + \sigma'_3) \quad (3.1)$$

mientras que la tensión de corte desviadora q es:

$$q = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

donde σ'_i representa las componentes de tensión efectiva obtenidas restando las presiones neutras a las tensiones totales σ_i . Para mayores detalles puede consultarse Mooney (1996).

3.3.2. Medidas de deformación

Tras llegar al valor de pico el análisis se concentra en la localización de la deformación puesto que ya no es válido un esquema en que los desplazamientos se calculan a partir de medidas globales. En este caso se utiliza una formulación en deformaciones finitas.

El tensor Green-Lagrange de deformaciones finitas \mathbf{E} está dado por:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}^T \mathbf{F} - \mathbf{I}) \quad (3.3)$$

Donde \mathbf{F} es el gradiente de deformación $1 + \partial \mathbf{u}_j / \delta \mathbf{X}$.

Recuérdese que, puesto que la probeta sufre deformación plana, el desplazamiento perpendicular es nulo. Expresado en componentes \mathbf{E} está dado por:

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i} + \frac{\partial u_k}{\partial X_j} \frac{\partial u_k}{\partial X_i} \right) \quad (3.4)$$

donde por conveniencia se ha retirado la coma de u . En concreto las componentes E_{xx} , E_{yy} y

E_{xy} están dador por:

$$E_{xx} = \frac{\partial u_1}{\partial X_1} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u_1}{\partial X_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial X_2} \right)^2 \right] \quad (3.5)$$

$$E_{yy} = \frac{\partial u_2}{\partial X_2} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u_1}{\partial X_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial X_2} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

$$E_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial X_2} + \frac{\partial u_2}{\partial X_1} + \frac{\partial u_1}{\partial X_1} \frac{\partial u_1}{\partial X_2} + \frac{\partial u_2}{\partial X_1} \frac{\partial u_2}{\partial X_2} \right) \quad (3.7)$$

donde los subíndices x e y se usan indistintamente a 1 y 2 para indicar las direcciones tangencial y normal a la banda de corte.

La deformación volumétrica está dada por:

$$E_{vol} = 1 - \frac{V}{V_0} = 1 - J = - \left[\frac{\partial u_1}{\partial X_1} + \frac{\partial u_2}{\partial X_2} + \frac{\partial u_1}{\partial X_1} \frac{\partial u_2}{\partial X_2} - \frac{\partial u_1}{\partial X_2} \frac{\partial u_2}{\partial X_1} \right] \quad (3.8)$$

donde J es el determinante del tensor gradiente de deformación \mathbf{F} , V es el volumen deformado y V_0 el indeformado de referencia.

La deformación tangencial, derivada a partir del segundo invariante de \mathbf{E} está dada por:

$$E_{sh} = \frac{\sqrt{2}}{3} \left[E_{xx}^2 + E_{yy}^2 + (E_{xx} - E_{yy})^2 + 6 E_{xy} \right]^{1/2} \quad (3.9)$$

3.3.3. Cálculos del campo de desplazamientos

En este apartado se presentan dos técnicas para calcular el campo de desplazamientos en la probeta. La primera, estereofotogrametría, ha sido recientemente aplicada en mecánica del suelo (Mokni 1992; Harris 1994; Mooney 1996) como técnica cuantitativa para obtener el campo de desplazamientos asociado con una masa de suelo que se deforma. Un procedimiento más reciente puesto a punto en el Northwestern Geotechnical Laboratory incluye el uso de una cámara digital que almacena imágenes cada cierto tiempo durante el ensayo. Ambos métodos se comentan a continuación.

Estereofotogrametría

Tanto durante la consolidación como durante el corte se toman fotografías de la probeta desde una cámara en posición fija. Cada par de fotos es observado mediante un estereoscopio portátil. Basado en el relieve observado se pueden analizar los modos de deformación inhomogénea y la evolución de la banda de cortante. Para cada par de fotografías y por tanto para cada incremento de deformación axial global, puede determinarse el tamaño y orientación de la banda cortante.

Es decir el ensayo permite obtener las variaciones de forma y orientación de la banda. El campo de desplazamientos también puede obtenerse digitizando los granos de arena. Las zonas de concentración de deformaciones observadas utilizando el estereoscopio guían la selección de puntos para el análisis cuantitativo. Una vez obtenido el campo de desplazamientos se pueden calcular diferentes índices de deformación en la probeta, especialmente en el interior de la banda de corte, la estereofotogrametría y los de las LVDT.

Se observaron los mismos desplazamientos en los extremos y en la parte central de la probeta (Harris 1994) y por tanto puede considerarse que el comportamiento de la superficie fotografiada es representativo del de toda la probeta.

Para obtener las deformaciones se lleva a cabo un ajuste lineal de los desplazamientos mediante mínimos cuadrados. Se usa la regresión lineal porque el campo de desplazamientos se ve con el estereoscopio. Por tanto en un área de, típicamente, 15-20 mm² se ajusta una función lineal mediante mínimos cuadrados usando 15 o más granos de arena y posteriormente las componentes de deformación se calculan a partir de derivadas representativas de esta función. En cada conjunto de fotografías se identifican dos o tres regiones uniformes contenidas en la banda de corte y también se escogieron áreas representativas fuera de ella. Una descripción completa del método y de la exactitud conseguida puede verse en Mooney (1996).

Cámara digital

Los desplazamientos del interior de la banda se calculan estudiando las fotografías de la probeta tomadas con una cámara digital añadida con este propósito (Rechenmacher 1999). A continuación se llevan a cabo análisis bidimensionales del desplazamiento usando imágenes digitales mediante el software VIC-2D desarrollado por Cimpiter. Previamente cada punto o pixel en una imagen se pone en correspondencia con un valor de gris que varía entre negro absoluto (0) o blanco absoluto (255). Después la región de la fotografía de la banda y sus alrededores en los que se quiere calcular los desplazamientos, se divide en grupos de cuadrados de pixeles superpuestos, o subconjuntos.

Generalmente, se usan subconjuntos de 20 pixeles separados por 11 pixeles lo que produce de 250 a 350 subconjuntos para la región de interés.

A continuación se lleva a cabo el cálculo de desplazamientos mediante un cálculo de error y un esquema de búsqueda/optimización que ajusta emplazamientos de cada subconjunto a partir de la imagen “indeformada”. Las distancias x e y entre los diferentes emplazamientos dan los desplazamientos y los mismos procedimientos estereofotogramétricos son utilizados para obtener las deformaciones.

3.4. Suelo y método de ensayo

Los ensayos para este trabajo se hicieron sobre arena de cuarzo limpia, subangular y subredondeada. Su granulometría consistía en arena pasante por el tamiz $\neq 60$ pero retenida por el $\neq 40$.

El diámetro medio de la partícula D_{50} fue 0'32 mm y el coeficiente de uniformidad ($C_u = D_{60}/D_{10}$) fue 1'3. Los índices de huecos ASTM D2049 mínimo y máximo son 0'60 y 0'875 respectivamente y el peso específico G_s 2'677.

Se escogió este tipo de arena porque tenía granos de diferentes colores cuyo seguimiento estereofotogramétrico era particularmente sencillo.

Tras situar la probeta en el aparato de deformación plana se aplicó una presión de confinamiento de 40 Kpa antes de eliminar un vacío de 40 Kpa. Para saturar la probeta se insufló dióxido de carbono y tras él agua sin aire de abajo arriba con un gradiente hidráulico bajo. Las probetas se saturaron mediante contrapresiones y presiones de celda crecientes de forma simultánea de forma que se mantuviese constante la tensión media efectiva en la probeta. El parámetro B de presión neutra de Skempton, fue 0'98 o más según se midió en todos los ensayos.

Tras el proceso de saturación y antes de la compresión con o sin drenaje las probetas se consolidaban en el aparato de deformación plana. En especial se hacía la consolidación k_0 para minimizar la energía necesaria para alcanzar el valor de pico.

Se aproximaba la condición k_0 ajustando automáticamente la presión de la célula de forma que se mantuviese deformación lateral global nula mientras se incrementaba la tensión axial desplazando las placas de carga a una velocidad constante de aproximadamente 0'28%/hora (0'1 $\mu\text{m/s}$). Para mantener nula la condición de deformación lateral durante la consolidación se necesita mantener la deformación volumétrica igual a la axial.

Para reducir la diferencia de deformación la presión en la célula se ajustaba continuamente con una corrección máxima de tensiones de $\pm 0'6$ KPa cada 5 segundos. La parte de corte sin drenaje del ensayo se llevó a cabo en condiciones de control de desplazamientos a una velocidad de deformación axial global variable.

Este sistema de ensayo es adecuado en el contexto incremental de variables de estado descrito en el Capítulo 4. Se pueden formar bandas de cortante y la deformación se

mide internamente. Por ello cuando se aplica el incremento variable se pueden obtener condiciones similares a las de los modelos numéricos lo que permite su comparación.

3.5. Curvas típicas

Para ilustrar la respuesta observada durante la compresión en deformación plana con drenaje de esta arena, se presentan los resultados de los ensayos ms 10 y R14. El primero corresponde a un ensayo en que la velocidad de corte permaneció constante, $2'1\%/h$, y el otro representa un ensayo en que la velocidad varía con el tiempo.

3.5.1. Velocidad de deformación constante

La figura 3.3 presenta la relación tensión-deformación tangencial durante los ensayos de corte ms 10. En función de la deformación axial global se dibujan el esfuerzo axial, la tensión desviadora (tal como se define en la Sección 3.3.1) q , el índice de tensiones efectivas q/p' , la deformación volumétrica y las componentes de tensión. También se muestra la trayectoria de tensiones en el espacio $q-p'$. Durante el ensayo ms10, que tiene un comportamiento con dilatancia positiva, al crecimiento monótono del desviador de tensiones le sigue un reblandecimiento considerable; en este ensayo se observa una reducción en la capacidad de corte del 50%. Los puntos 0 y B indican el comienzo de la localización de las deformaciones y la formación completa de una banda persistente.

Más allá del punto 0 la deformación axial global es sencillamente un índice del desplazamiento de la placa superior y no representa ningún comportamiento local de deformación. El índice de tensiones efectivas crece a un valor pico de 1'46 y se reblandece posteriormente hasta un valor constante de 1'08.

Aunque los valores de la deformación volumétrica no son estrictamente representativos del comportamiento del material tras el punto 0, el cambio global de volumen se hace constante en el estado de tensiones residuales.

La distancia global, indicada por la pendiente de la curva de deformaciones volumétricas de la figura 3. 3. (e), alcanza un pico aproximadamente al 3'6% de la deformación axial global que se produce cuando el índice de tensiones efectivas máximo se alcanza al 3'1% de la deformación axial global (punto F). Sin embargo, el comportamiento de la deformación volumétrica global tras el punto 0 no es representativo del comportamiento del material y la respuesta tras el valor de pico debe estudiarse de alguna otra forma.

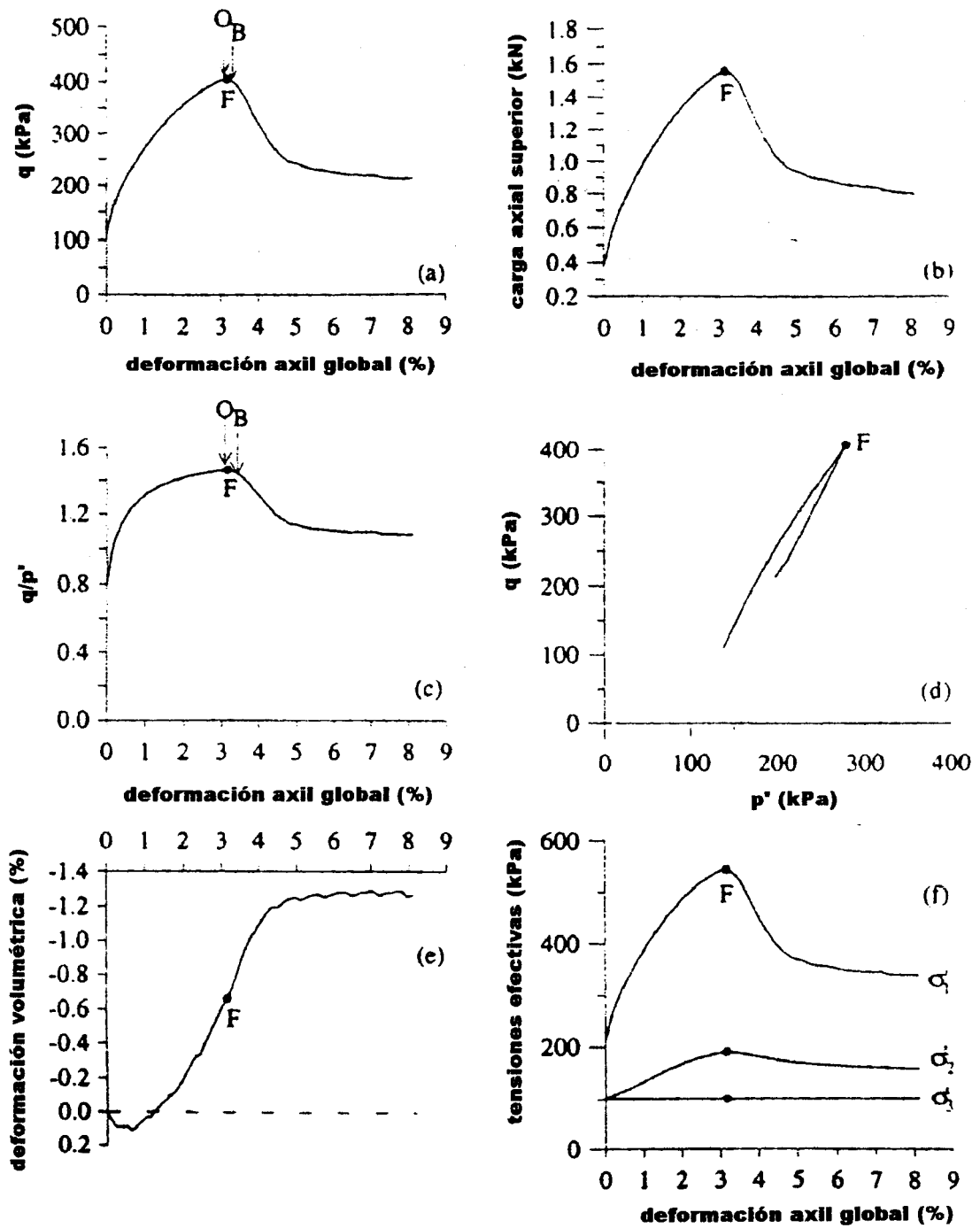


Figura 3.3: Respuesta tensión deformación en el ensayo ms10. (a) Tensión desviadora. (b) carga axial. (c) índice de tensiones efectivas. (d) trayectoria de tensiones efectivas. (e) deformación volumétrica global. (f) tensiones efectivas (según Mooney 1996)

La figura 3.4 muestra la respuesta en deformación lateral durante el ensayo ms10. Tan pronto como se haya formado la banda de corte persistente en la parte superior de la probeta, la deformación lateral local inferior permanece prácticamente constante mientras que la deformación lateral local superior aumenta. Más allá del punto B la deformación lateral superior solo provee una medida nominal del desplazamiento horizontal relativo entre ambas partes de la probeta. El comportamiento de la deformación en la banda de cortante en este ensayo fue llevado a cabo por Mooney (1996).

La figura 3.5 muestra los incrementos de la componente de deformación que fueron determinadas tras el análisis de regresión sobre las tres regiones dentro de la banda de corte. Los incrementos de deformación se calcularon con los ejes x e y orientados en dirección normal y tangencial a la longitud de la banda de corte tal como se indica en el esquema. El sentido positivo habitual en geotecnia (compresiones positivas) se utiliza en todo el estudio.

Tal como se muestra en la figura 3.5 (a) prácticamente no hay deformación a lo largo de la banda de corte δE_{xx} . Durante el incremento 3-4 la deformación tangencial de la banda de corte δE_{yy} alcanza un valor próximo al -10 ; -12% y en incrementos posteriores varía entre -4 y -8% . El incremento inicial de δE_{yy} es el resultado de la dilatación en la banda de corte. Los componentes incrementales de δE_{xy} alcanzan valores del 16 al 18% y disminuyen ligeramente durante el ensayo. Las barras de error indican el error típico con el que se calculan los valores de deformación y, por claridad, solo se dibujan en una región.

La banda de corte muestra importantes deformaciones volumétricas durante el incremento 3-4 con dilataciones del $4-5\%$. En incrementos posteriores la deformación

volumétrica es nula respecto al error asociado con el cálculo. Estos resultados sugieren que en el ensayo ms10 el estado crítico se alcanza en el interior de la banda de corte.

En la figura 3.6 se superpone el comportamiento de la deformación volumétrica determinado dentro de la banda de corte en el ensayo ms10 a la curva de deformación volumétrica global. En esa figura se muestran también el índice de tensiones efectivas $\frac{q}{p'}$ y el ángulo de dilatancia ψ , que está definido por:

$$\psi = \text{tg}^{-1} \left[\frac{\delta\varepsilon_{\text{vol}}}{\delta\varepsilon_{\text{sh}}} \right] \quad (3.10)$$

donde $\delta\varepsilon_{\text{vol}}$ es la variación de la deformación volumétrica y $\delta\varepsilon_{\text{sh}}$ la variación de la deformación tangencial.

El comienzo de la localización de la deformación, el pico del índice de tensiones efectivas y la formación completa de una banda de corte persistente ocurren simultáneamente al 3% de la deformación, axial global. Hasta el punto F la probeta había tomado una deformación volumétrica uniforme del 0'5%. Sin embargo, tal como se indica en la figura 3.6 la banda de corte se dilata hasta -5% y permanece más o menos en este valor durante el resto del ensayo.

Basándose en este análisis la figura 3.7 muestra el comportamiento al corte del material. Debido a la intensidad del cortante dentro de la zona de deformación concentrada,

la respuesta en reblandecimiento es mucho más gradual que lo que podría deducirse de la respuesta nominal.

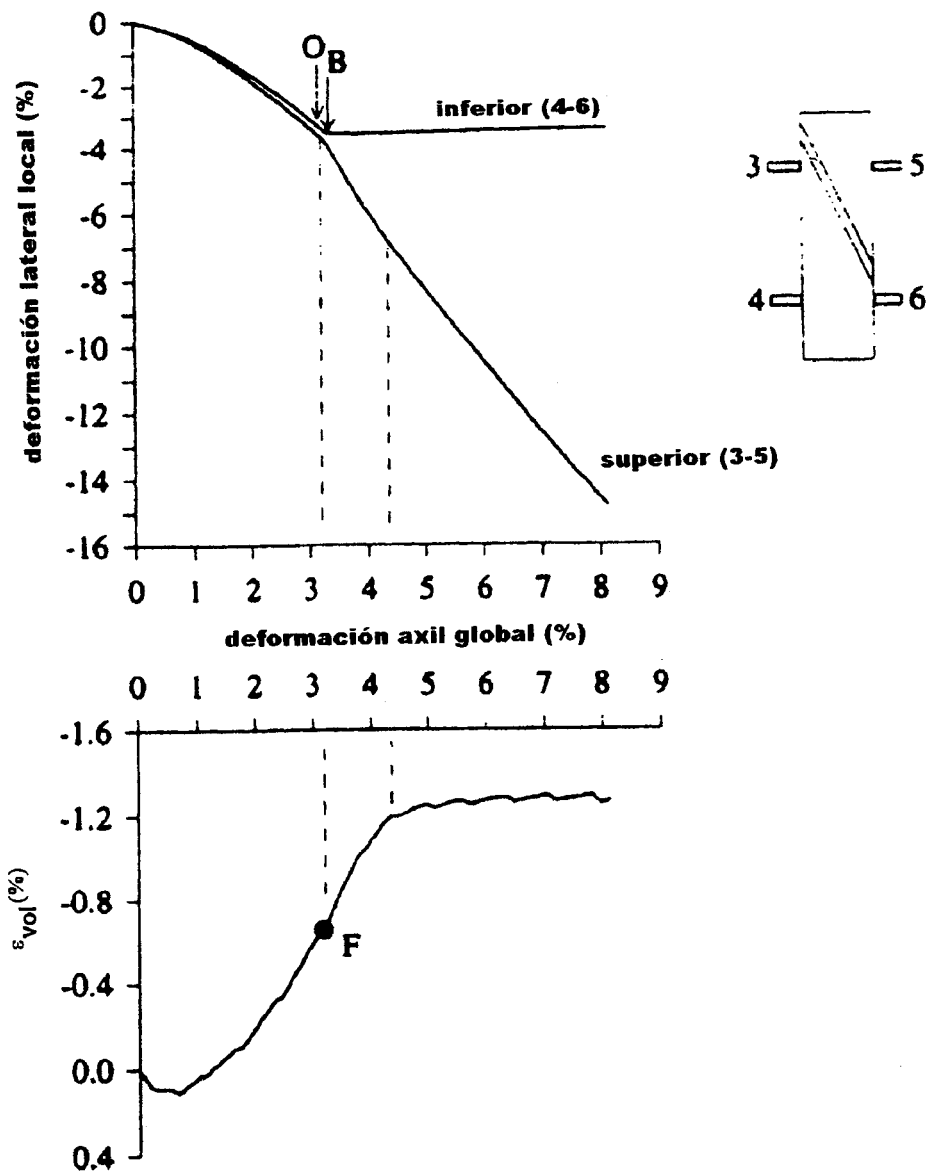


Figura 3.4

Deformación lateral local nominal y deformación volumétrica global durante el ensayo ms10 (según Mooney 1996)

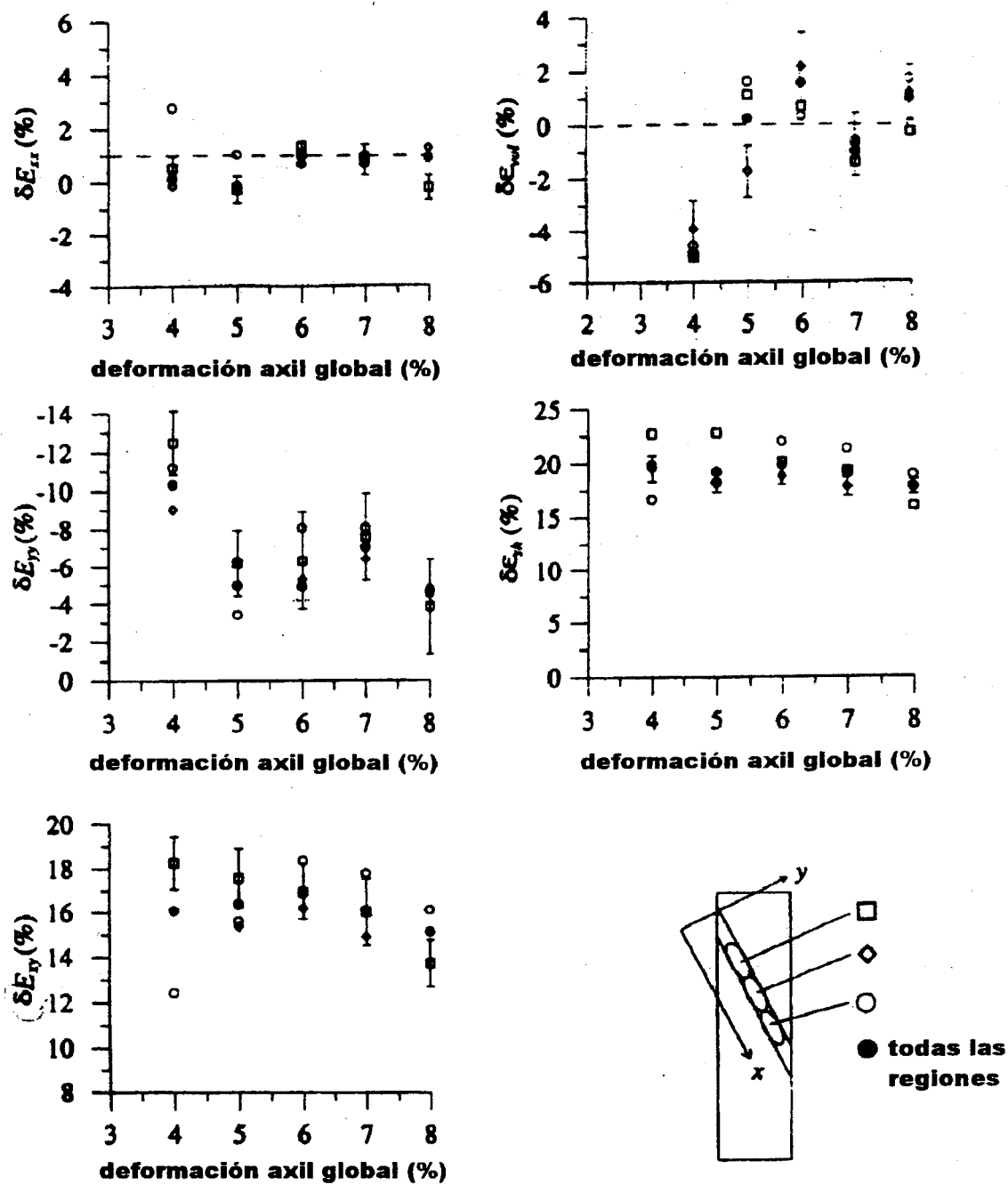


Figura 3.5: Componentes incrementales de deformación dentro de la banda de corte para el ensayo ms10. (a) E_{xx} (b) E_{yy} (c) E_{xy} (d) E_{vol} (e) E_{sh} (según Mooney 1996)

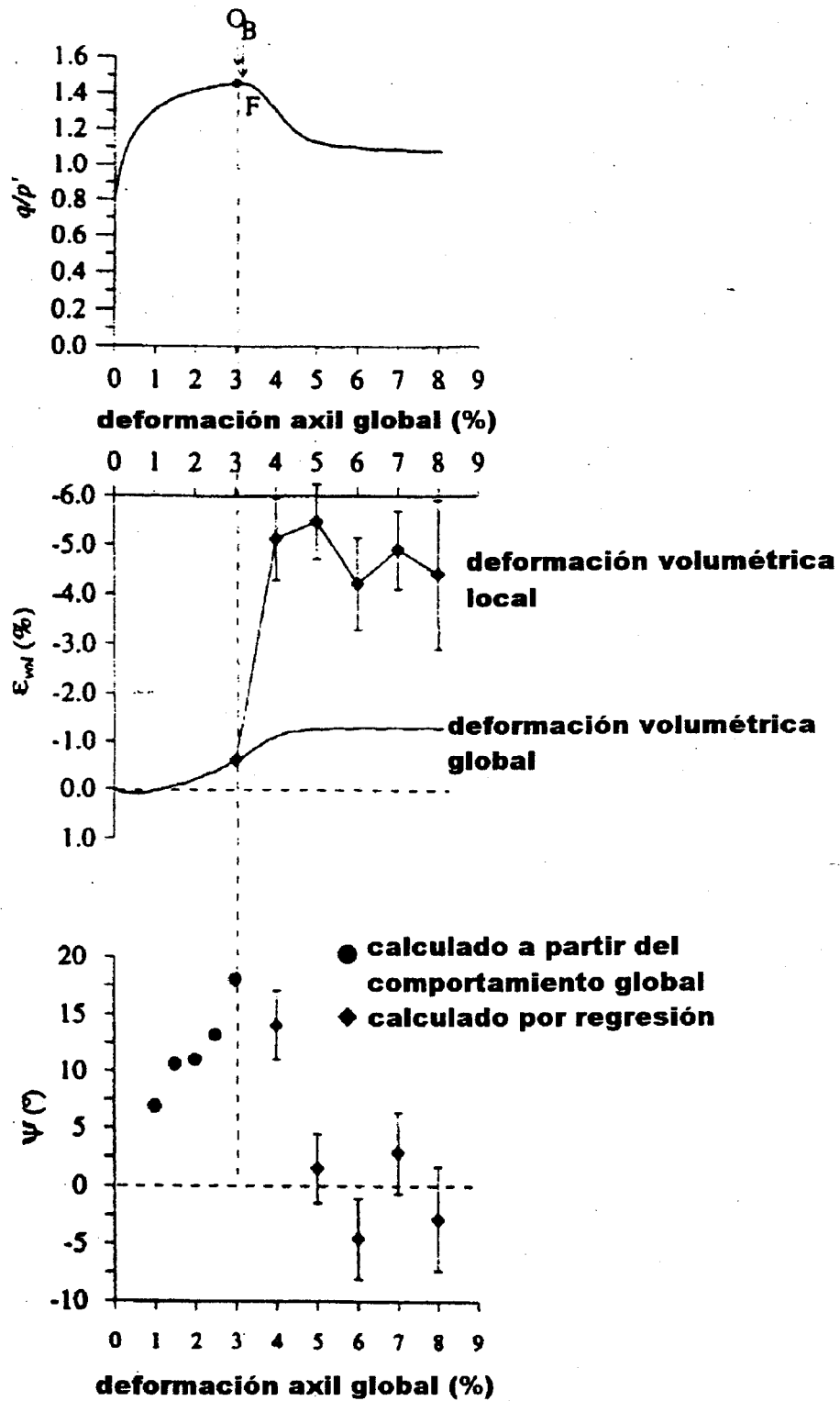


Figura 3.6: Respuesta del ensayo ms10 basado en el comportamiento global y observaciones estereográficas (a) índice de tensiones efectivas (b) deformación volumétrica (d) ángulo de dilatancia (según Mooney 1996)

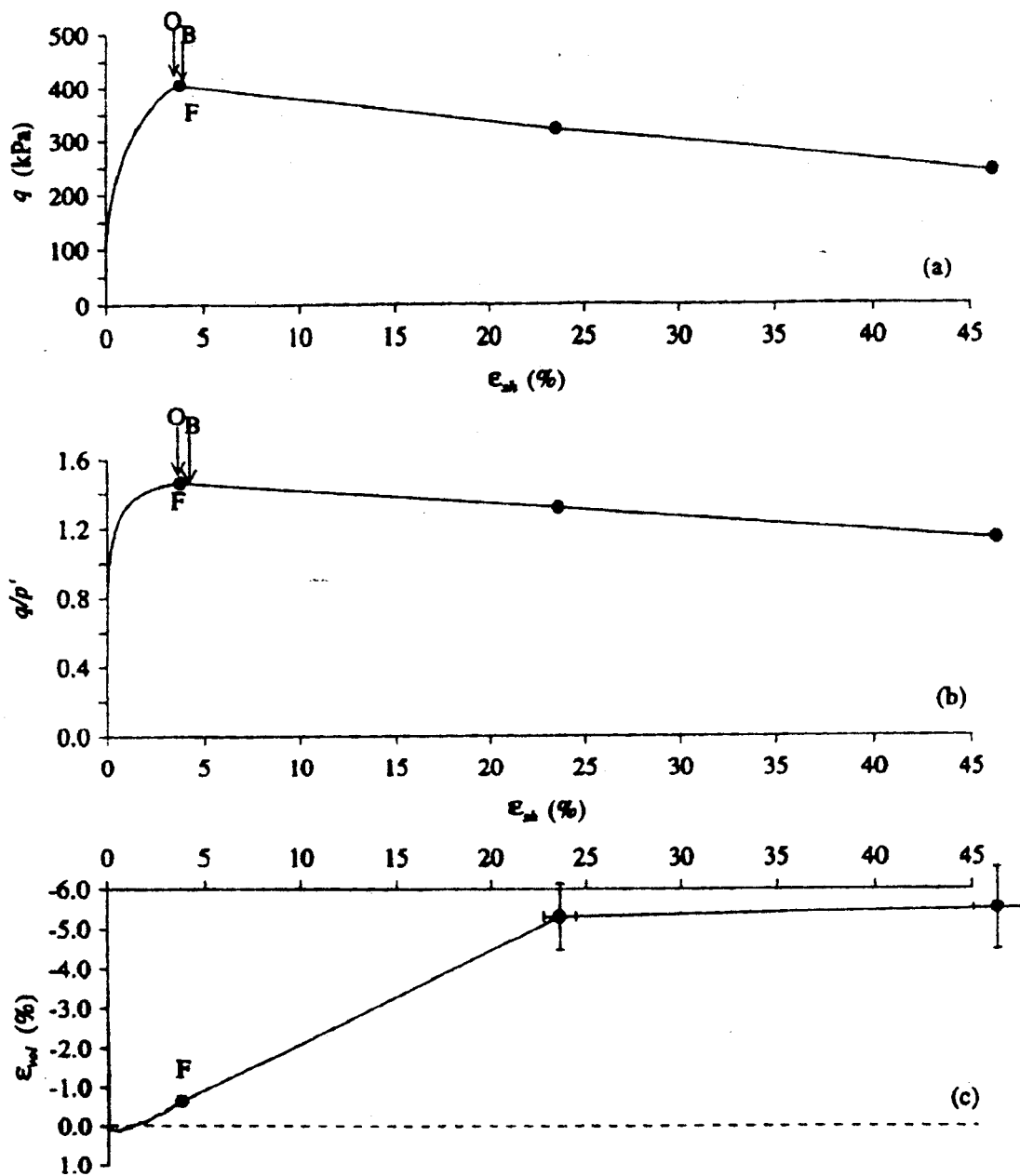


Figura 3.7: Respuesta tensión deformación durante corte del ensayo ms10 (a) tensión desviadora (b) índice de tensiones efectivas (c) deformación volumétrica en función de la deformación tangencial (según Mooney 1996)

3.5.2. Velocidad de deformación variable

En este apartado se resume la respuesta global del ensayo R14.

Tras la formación de las bandas de corte en la probeta varían las velocidades de corte tal como se manifiesta en la figura 3.10. Se hicieron tres cambios de velocidad: un orden de magnitud positivo seguido por cambios con dos órdenes de magnitud negativos y un incremento de velocidad de dos órdenes de magnitud.

La figura 3.9 muestra el lugar donde empiezan a formarse las bandas, con una deformación axial global de alrededor del 4% y en la figura 3.8 se pueden observar la tensión desviadora pico así como los diferentes cambios en la velocidad de corte. La respuesta volumétrica global (c) muestra que la máxima dilatación se produjo en el pico de la respuesta de tensiones tangenciales. Tras ello la dilatación disminuyó de acuerdo con el reblandecimiento de las tensiones tangenciales y las respuestas de los índices de tensiones efectivas.

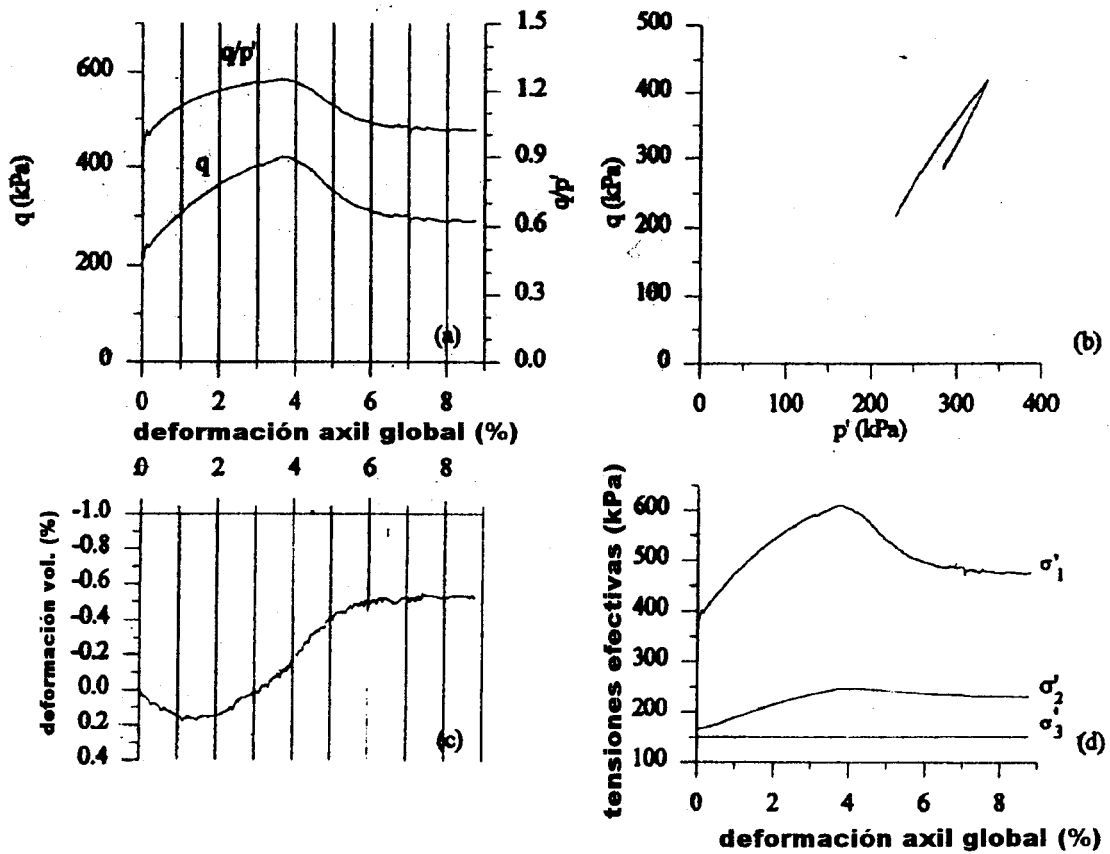


Figura 3.8: Respuesta tensión deformación durante el ensayo de corte R14. (a) tensión desviadora e índice de tensiones (b) trayectoria de tensiones efectivas (c) deformación volumétrica global y (d) tensiones efectivas (según Rechenmacher 1999)

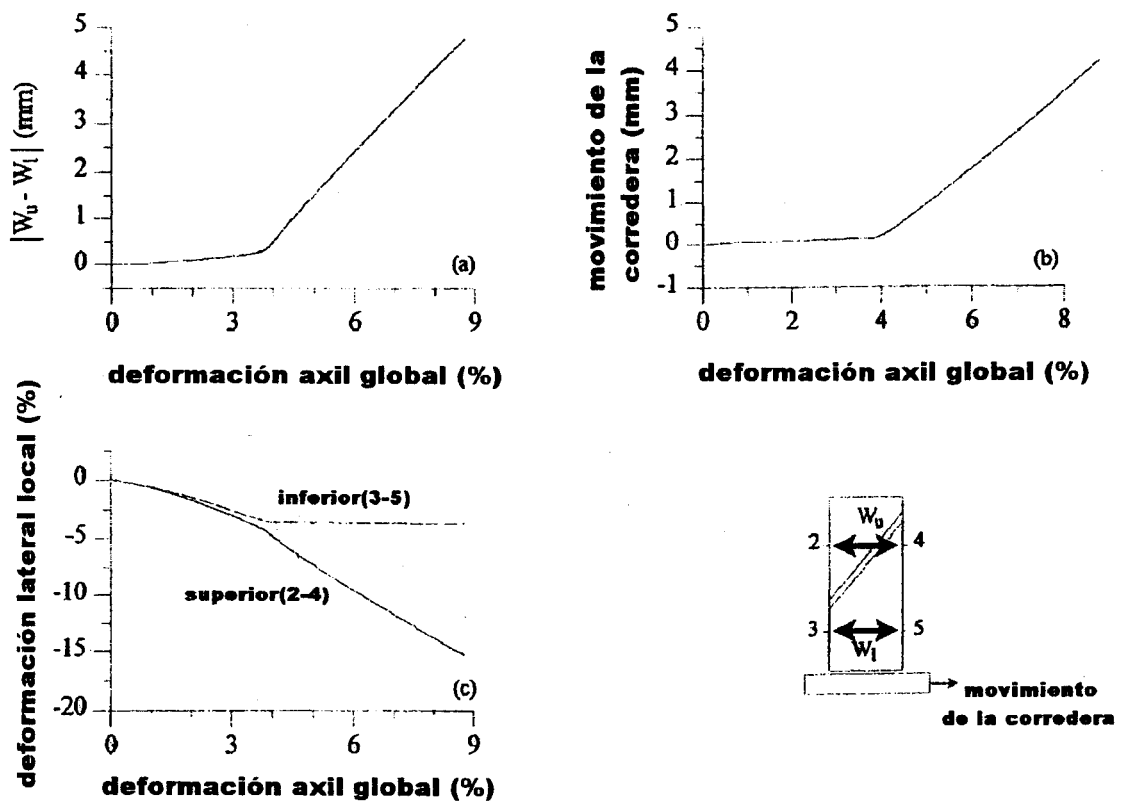


Figura 3.9: Deformación lateral durante el corte en el ensayo R14. (a) diferencia de anchuras (b) movimiento de la corredera y (c) deformación lateral global (según Rechenmacher 1999)

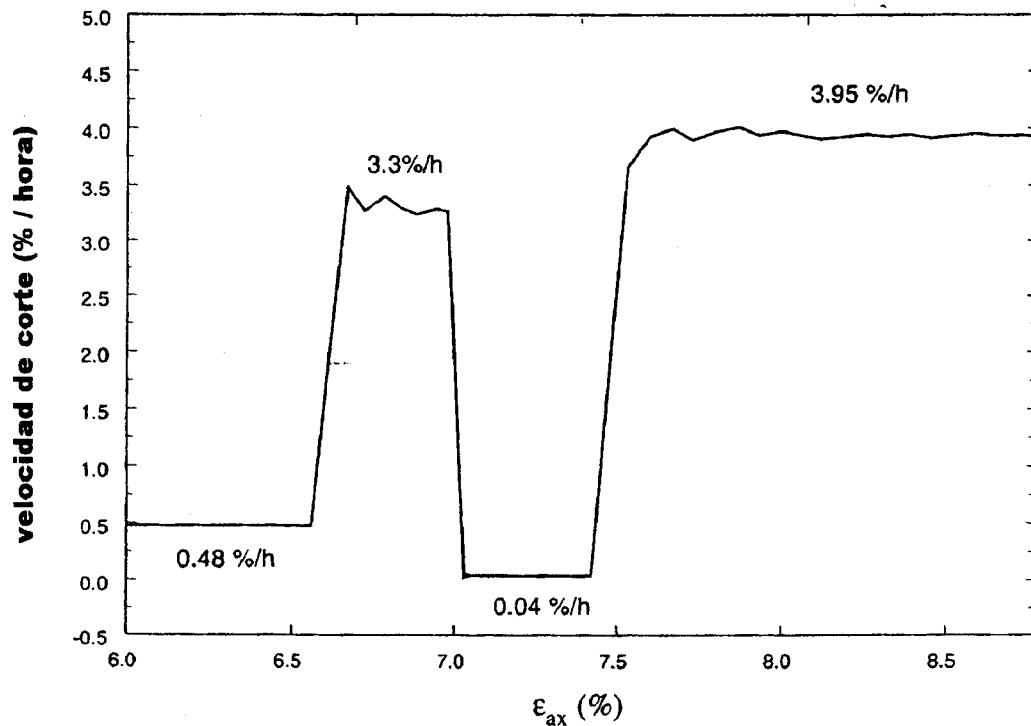


Figura 3.10: Velocidad de corte en función de la deformación axial. El primer salto de un orden de magnitud ocurre a una deformación axial de 6'56%; el segundo salto corresponde a un decrecimiento de dos órdenes de magnitud en las velocidades de corte y comienza al 7%; finalmente el tercero corresponde a un incremento de dos órdenes de magnitud en la velocidad de corte comenzando en el 7.42%

3.6. Resumen

Se han llevado a cabo experimentos en un aparato de presión en deformación plana muy instrumentado que permite el registro fotográfico de la deformación. Los desplazamientos internos pueden determinarse por técnicas estereofotogramétricas o estudiando las fotografías de la probeta tomadas por una cámara digital unida a aquella con este propósito. Una vez que se han obtenido los desplazamientos se pueden calcular las deformaciones locales en el interior de una banda.

Estas técnicas se han aplicado en experimentos donde se mantenía constante la velocidad de deformación (ms^{-1}) y también se hicieron experimentos con velocidades de deformación variables (R14).

Puesto que se llevaron a cabo ensayos con y sin drenaje, es posible comparar los efectos relativos de la presión neutra con los efectos de velocidad intrínseca.

CAPÍTULO 4

EFFECTOS DE LA VELOCIDAD Y LEY DE COMPORTAMIENTO

4.1. Introducción

Para comprender el proceso sísmico es crítica la descripción de una ley de comportamiento adecuada para modelar las zonas de falla así como para interpretar las observaciones de campo y utilizar modelos predictivos. Puesto que se ha observado que el rozamiento durante el deslizamiento depende de la velocidad, al modelar rocas o milonitos de falla se han utilizado leyes de comportamiento dependientes de la velocidad. En esta sección se muestra la obtención de parámetros para la deformación a corte en leyes de comportamiento de milonitos de falla usando los resultados de las bandas de corte obtenidos en el aparato de deformación plana biaxial. También se presenta un estudio paramétrico de resultados así como su significación.

4.2. Descripción del modelo

El comportamiento del rozamiento ante cambios de velocidad se modela utilizando las leyes de comportamiento propuestas por Dieterich (1979), Ruina (1980), Ruina (1983) y Rice y Gu (1983).

Con estas leyes se pretende describir cómo varía la resistencia por rozamiento con la velocidad de deslizamiento y su variación en el tiempo. Marone y otros (1990) ampliaron estos modelos para establecer relaciones entre la tensión y la deformación tangencial usando experimentos sobre milonitos simulados.

El esquema de deformación que obtuvieron se muestra en la figura 2.1 que ilustra la compleja naturaleza de la deformación en milonitos granulares donde aparecen microcortes dentro de las capas miloníticas así como localización de los cortantes. En sus experimentos se sometió a corte una capa milonítica formada por arena de cuarzo situada entre dos bloques de acero inoxidable o de granito Westerly cortado a 45° , en condiciones de saturación y drenaje en un aparato triaxial. Tal como se ve en la figura 2.1. la orientación de las zonas de deformación concentrada era de unos 60° a partir de la horizontal y los esfuerzos tangenciales de contorno actuaban en ambos extremos de la zona milonítica.

Finno et al (1996,1997) estudiaron el tema de la deformación de bandas mediante las técnicas experimentales descritas en el Capítulo 3, obteniendo que las bandas de corte ocurren en los ensayos de compresión y deformación plana en condiciones con y sin drenaje. Se observó que las bandas de aparición temporal aisladas o múltiples durante la deformación uniforme macroscópica deban paso a una única y persistente banda de corte. El ángulo de orientación de la banda con la horizontal variaba inicialmente de los 57° a los 63° y decrecía una media de 3° cuando la deformación se concentraba en una banda persistente. Estos ángulos son similares a los de los cortantes de Riedel observados por Marone et al (1990) (figura 2.1).

El objeto de este trabajo es la interpretación de las medidas directas de la deformación a corte observados por Finno et al (1996,1997) en la banda de corte, en el contexto de las leyes de comportamiento con velocidad variable para los milonitos de fallas propuestos por Marone et al (1990). Las ecuaciones que representan esas leyes son:

$$\tau = \sigma \left[\mu_0 + b_i \psi_i + a \ln \frac{V}{V^*} \right] \quad (4.1)$$

$$\frac{d\psi_i}{dt} = - \left(\frac{V}{d_{ci}} \right) \left[\psi_i + \ln \frac{V}{V^*} \right] \quad (4.2)$$

donde τ es la tensión tangencial, σ la normal, V la velocidad de desplazamiento y V^* una velocidad arbitraria de referencia. Se supone que el coeficiente de rozamiento es la suma de un valor nominal μ_0 , un término dependiente de la velocidad de deslizamiento V y una o más variables de estado ψ_i (generalmente una sola variable de estado produce una descripción adecuada y se ha interpretado como una medida del área de contacto asociada con la fluencia dependiente del tiempo (Linker y Dieterich 1992). La figura 4.1 es una ilustración de un caso sencillo donde las velocidades de deslizamiento se incrementan en un múltiplo e de las iniciales. La constante a representa el efecto directo responsable del crecimiento o decrecimiento de la velocidad, y la constante b es la magnitud de la posterior caída del desplazamiento a un nuevo estado permanente. El parámetro d_{ci} es una distancia característica en la que el rozamiento disminuye tras un cambio en la velocidad de la carga. Estas constantes, en el caso de una variable de estado, pueden definirse como:

$$a \Big|_{\psi} = \frac{\partial \mu_{ss}}{\partial \ln V} \tag{4.3.a}$$

$$a - b = \frac{d\mu_{ss}}{d \ln V} \tag{4.3.b}$$

$$\frac{d\mu}{dx} \Big|_{\psi} = - \left(\frac{1}{d_c} \right) (\mu - \mu_{ss}) \tag{4.3.c}$$

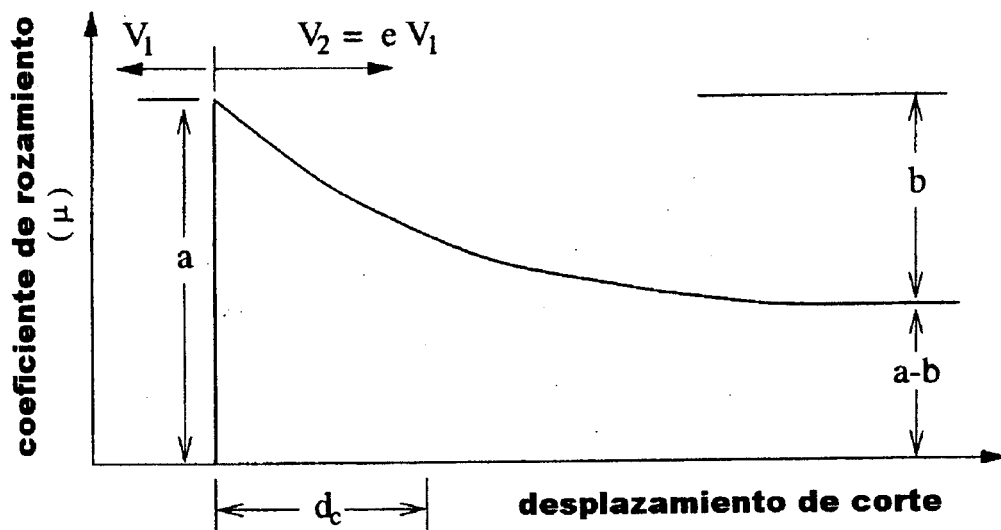


Figura 4.1: Ilustración de la velocidad de deslizamiento y de las leyes de rozamiento dependientes de variables de estado. Se usa una sola variable de estado ψ . Cuando la velocidad V_1 aumenta hasta V_2 el coeficiente de rozamiento crece “a”. En posteriores desplazamientos ψ disminuye en una distancia crítica d_c definida por la ecuación (4.3)

donde μ_{ss} es el coeficiente de rozamiento en régimen permanente $\left(\frac{d\psi}{dt} = 0\right)$ y x es el desplazamiento.

La disminución de la velocidad en régimen permanente ocurre cuando $a-b$ es menor que cero e implica que el rozamiento disminuye con la velocidad de deslizamiento. En forma alternativa el aumento de la velocidad se produce cuando $a-b$ es mayor que cero e indica que la resistencia por rozamiento crece con el aumento de la velocidad de deslizamiento. En general la tensión normal en la banda variará y será necesario incluir sus efectos.

Las ecuaciones anteriores (4.1) y (4.2) representan el caso de tensión normal constante que es el estudiado por la mayoría de los investigadores. La inclusión del efecto de la variación de la tensión normal es debida a Linker y Dieterich (1992) para rocas. Sus experimentos fueron llevados a cabo en régimen cuasi-estático sobre granito de Westerly en un aparato de doble corte directo y observaron que la respuesta a un cambio en la tensión normal era semejante a un cambio en velocidad. Se obtuvo una relación empírica que tiene en cuenta la tensión normal inicial

$$\frac{\Delta\tau}{\sigma} = \alpha \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} \quad (4.4)$$

donde σ_0 es la tensión normal inicial o tensión antes del cambio, σ es la tensión final, $\Delta\tau$ la amplitud o incremento debido al cambio en la tensión normal y α un factor de escala.

Debido al cambio en la tensión normal Linker y Dieterich (1992) observaron que también hay un cambio en la variable de estado ψ que puede expresarse como:

$$\psi = \psi_0 + \frac{\alpha}{b} \ln \frac{\sigma_0}{\sigma} \quad (4.5)$$

La inclusión de esta idea en el cálculo significa que la ley de evolución (ecuación 4.2) necesita un término adicional donde el primer sumando corresponde al caso en que σ es

$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial \delta} d\delta - \frac{\alpha}{b \sigma_{\text{final}}} d\sigma \quad (4.6)$$

constante y el segundo incluye su variación; σ_{final} es el valor de la tensión normal tras el cambio.

La ecuación (4.2), incluyendo cambios en la tensión normal, para el modelo con una sola variable de estado puede escribirse como:

$$\frac{d\psi}{dt} = -\left(\frac{V}{d_c}\right) \left[\psi + \ln \frac{V}{V^*} \right] - \frac{\alpha}{b \sigma_{\text{final}}} \frac{d\sigma}{dt} \quad (4.7)$$

donde el parámetro α puede anularse si se quiere estudiar el caso de tensión normal constante.

Para describir el comportamiento observado en los experimentos de laboratorio descritos en el capítulo 3 basta un modelo sencillo de bloque rígido controlado por un muelle (figura 3.3) que ya ha sido utilizado para describir otros experimentos sobre milonitos de falla. Modela el deslizamiento en la superficie de rozamiento y combina la interacción elástica del sistema de carga con la ley de comportamiento de la superficie. Puesto que por equilibrio la fuerza de rozamiento debe ser igual a la transmitida por el muelle, su variación con el tiempo puede expresarse como

$$\frac{d\tau}{dt} = k [V_0(t) - V] \quad (4.8)$$

donde k es la rigidez del muelle (con dimensiones de tensión/longitud), V es la velocidad en la superficie de deslizamiento y V_0 es la velocidad del punto de carga o la magnitud de la velocidad de desplazamiento en los experimentos de laboratorio. El cambio en la velocidad del punto de carga $V_0(t)$ no es instantáneo; hay un tiempo T que el operador necesita para cambiar manualmente la velocidad de corte en los experimentos de laboratorio (figura 4.2).

El comportamiento del sistema bloque-muelle cuando la superficie de deslizamiento sigue la ecuación (4.1) se obtiene resolviendo (4.1), (4.7) y (4.8) y poniendo $V^* = V_2$ por conveniencia. El sistema es

$$\frac{d\psi}{dt} = - \left(\frac{V}{d_c} \right) \left(\psi + \ln \frac{V}{V_2} \right) - \frac{\alpha}{b \sigma_{\text{final}}} \dot{\sigma} \quad (4.9)$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V}{a} \left\{ \frac{k}{\sigma} (V_0(t) - V) - b \frac{d\psi}{dt} - \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \left[\mu_0 + b\psi + a \ln \frac{V}{V^*} \right] \right\} \quad (4.10)$$

$$\frac{d\tau}{dt} = \sigma \left[b \frac{d\psi}{dt} + \frac{a}{V} \frac{dV}{dt} \right] + \dot{\sigma} \left[\mu_0 + b\psi + a \ln \frac{V}{V^*} \right] \quad (4.11)$$

Las soluciones se obtienen numéricamente usando un método de Runge-Kutta de cuarto orden. Una vez resuelto el sistema, el desplazamiento tangencial en la banda de corte se obtiene integrando la velocidad de deslizamiento con una regla de trapecios.

TABLA 4.1. Resumen de los parámetros necesarios en la ley de comportamiento del modelo

Datos necesarios para el modelo

1. **Velocidades antes y después del salto ($\mu\text{m/s}$)**
 2. **Valor del tiempo T necesario en el laboratorio para cambiar las velocidades de corte**
 3. **Valor de la tensión normal σ en la banda kPa**
 4. **Coefficiente de rozamiento para ciertos niveles μ_{inicial} ; μ_{max} ; μ_{final} para calcular una primera aproximación de a y b**
 5. **Valor de d_c**
 6. **Condiciones iniciales**
 7. **Rigidez de la probeta k en kPa/ μm**
-

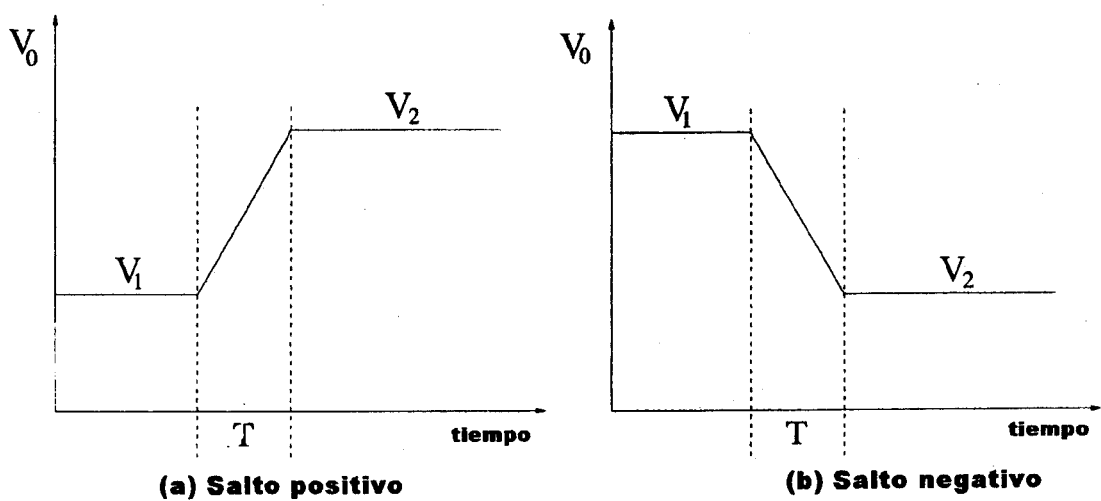


Figura 4.2: La figura (a) representa los cambios de velocidad en el punto de carga para un incremento en la velocidad V_0 desde un valor V_1 a otro V_2 en el tiempo T . La figura (b) representa lo mismo pero con un salto negativo o decrecimiento de la velocidad. Esta se mide en $\mu\text{m/s}$ y el tiempo en segundos.

4.3. Cálculo de los parámetros de la ley de comportamiento

Para estudiar la velocidad de deslizamiento y la dependencia del estado respecto a la resistencia al rozamiento en la arena se imponen cambios en la velocidad del punto de carga (véase la figura 3.10). Estos ensayos de laboratorio muestran que un cambio de ese tipo produce un cambio en μ (aumento de μ para un salto positivo y viceversa) tal como se indica en la figura 4.3.

La respuesta friccional se modela mediante las leyes de comportamiento descritas más arriba (Ecuaciones 4.1 y 4.2) (empezando con la hipótesis de un modelo con una variable de estado) acoplados a la ecuación 4.8. El procedimiento de obtención de los parámetros del modelo consistió en medir $\Delta\mu^{ss}/\Delta\ln V = a - b$ a partir de la posición de régimen permanente de los datos de fricción (figura 4.3) y usarlos como una condición mientras se variaban a , b y d_c . De esta forma, mediante tanteos, se consiguieron los valores óptimos de ajuste entre simulación y datos experimentales.

Los datos necesarios para el modelo se resumen en la Tabla 4.1.

En primer lugar se necesitan los valores de las velocidades de variación. La figura 4.4. muestra los cambios de velocidad en función del tiempo para los tres saltos en estudio, que se obtuvieron a partir de las respuestas mostradas en la figura 4.3.

La línea con símbolos representa los valores medidos en laboratorio y la línea continua una aproximación. Esta es necesaria a efectos numéricos puesto que el tiempo T

empleado por el operador para cambiar las velocidades de variación es esencial en el modelo.

En este caso particular se obtuvo que $T = 35$ s

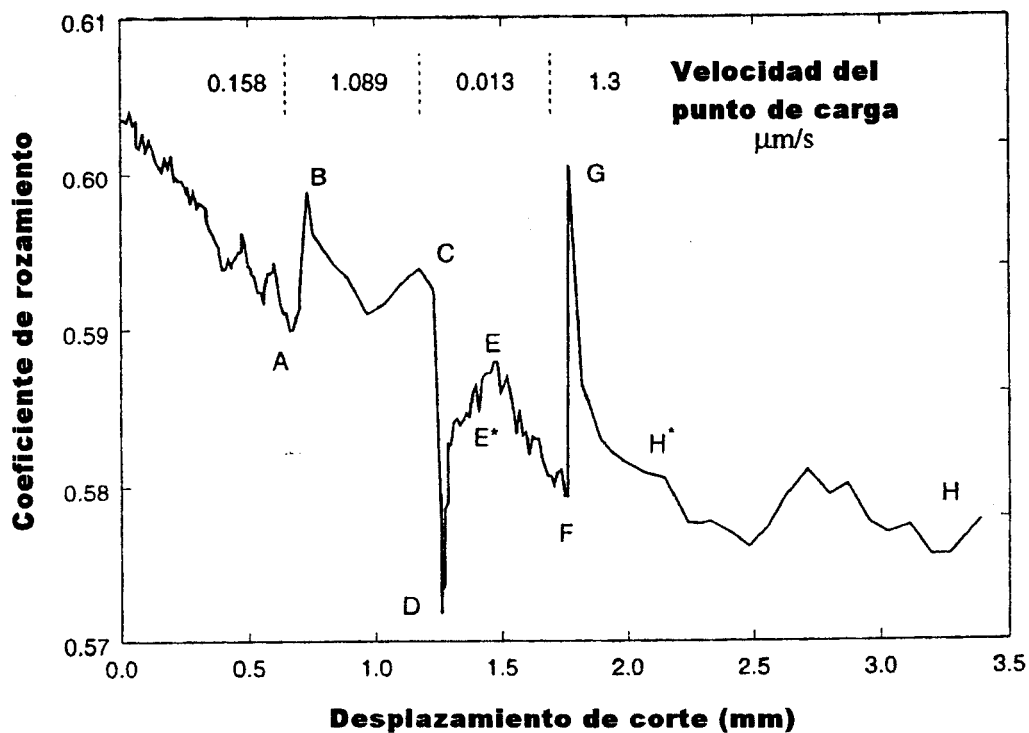


Figura 4.3: Coeficiente de rozamiento en función de los desplazamientos tangenciales de laboratorio. Las letras representan puntos característicos. A – B significa un incremento de un orden de magnitud en la velocidad del punto de carga. C – D representa un decrecimiento de segundo orden en la velocidad con régimen permanente en E* y FG representa un incremento de dos órdenes de magnitud

La tensión normal en la banda se dibuja en función del tiempo para cada salto (figura 4.5) para ver si puede suponerse constante en la banda o si es preciso utilizar otro modelo (vg.: el de Linker o Dieterich (1992)).

En primera aproximación el parámetro a se calcula con la ecuación 4.3.1. y el b mediante la diferencia $a - b$ de la ecuación 4.3.b. La distancia crítica puede obtenerse en primera aproximación resolviendo la ecuación diferencial 4.3.c. Esta expresión da justamente una aproximación a aquella distancia cuando la velocidad es constante de modo que debe corregirse para los casos aquí estudiados. Para ello se tantearon diferentes valores de d_c en aquella ecuación así como valores conocidos del coeficiente de rozamiento en régimen permanente así como valores iniciales del coeficiente de rozamiento y se resolvió para obtener μ .

Finalmente el modelo necesita las condiciones iniciales que, para el caso $\sigma =$ constante son:

$$\psi|_{t=0} = -\ln \frac{V_{\text{inicial}}}{V_{\text{final}}} = -\ln \frac{V_1}{V_2} \quad (4.12)$$

$$v|_{t=0} = V_1 \quad (4.13)$$

$$\tau|_{t=0} = \mu_{\text{ini}} \sigma \quad (4.14)$$

donde V_1 y V_2 son las velocidades inicial y final antes y después del cambio de la rampa respectivamente. Si la tensión normal en la banda fuese variable el valor inicial de la tensión de corte se tomaría directamente del laboratorio.

4.4. Resultados y discusión

4.4.1. Análisis cualitativo de la curva coeficiente de rozamiento, desplazamiento de corte

Esta sección describe la variación del coeficiente de rozamiento en función de los desplazamientos de corte obtenidos en laboratorio.

Para estudiar la velocidad de deslizamiento y la dependencia de la función de estado con la resistencia de la arena se impusieron cambios bruscos en la velocidad de desplazamiento axial.

El comportamiento general mostrado en la figura 4.3 es típico de los experimentos en deformación plana biaxial descritos en el capítulo 3. El coeficiente de rozamiento medido en esos experimentos, con una banda de corte constante en un ángulo de $\beta = 59^\circ$, varía entre 0'57 y 0'6006 según la velocidad de deslizamiento. Un cambio de velocidad se traduce en un cambio inmediato (directo) en τ con el mismo signo que el cambio de velocidad. Ello es seguido por una caída exponencial al valor de régimen permanente. En éste el valor es más alto que en el estado inicial lo que suele llamarse **refuerzo por velocidad** si el valor de régimen permanente es inferior al inicial se habla de **debilitamiento por velocidad**.

De observarse que, en general, el coeficiente de rozamiento tras el pico no es constante respecto al desplazamiento de corte en la banda. Para este análisis este efecto de deriva se desprecia debido a que la escala de salto es mucho mayor que la deriva en la curva.

	ε_{ax} (%)	Tiempo (s)	τ (kPa)	σ (kPa)	μ
A	6.56	36781	139	235	0.592
B	6.59	36816	141.4	236	0.6
C	6.99	37260	139	234.6	0.592
D	7.02	37500	131.6	230	0.572
E	7.19	52320	137.4	234	0.59
E*	7.21	54001	136.5	233	0.586
F	7.42	72661	134.4	232	0.579
G	7.426	72670	142	236.7	0.601
H*	7.73	72961	135	232.4	0.58
H	8.75	73910	134	231.8	0.578

TABLA 4.2: Tabla de valores característicos en el ensayo R 14. Las letras representan puntos en el gráfico 4.3 del coeficiente de rozamiento respecto al desplazamiento de corte.

El salto representado en este ensayo corresponde a un salto en un orden de magnitud de la velocidad del punto de carga (salto 1, A-C) y una reducción y ampliación de dos

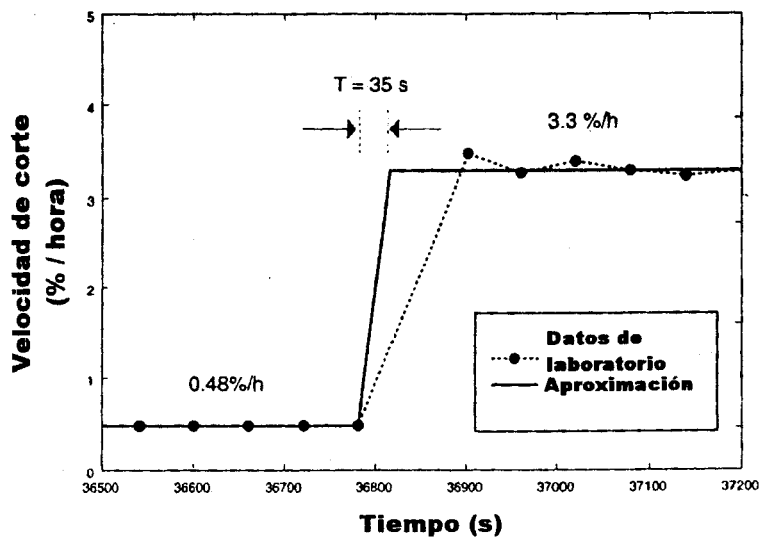
órdenes de magnitud (salto 2, C-E* y salto 3, F-H* respectivamente). La tabla 4.2 resume los valores más característicos de la respuesta a rozamiento.

4.4.2. Ajuste de los saltos

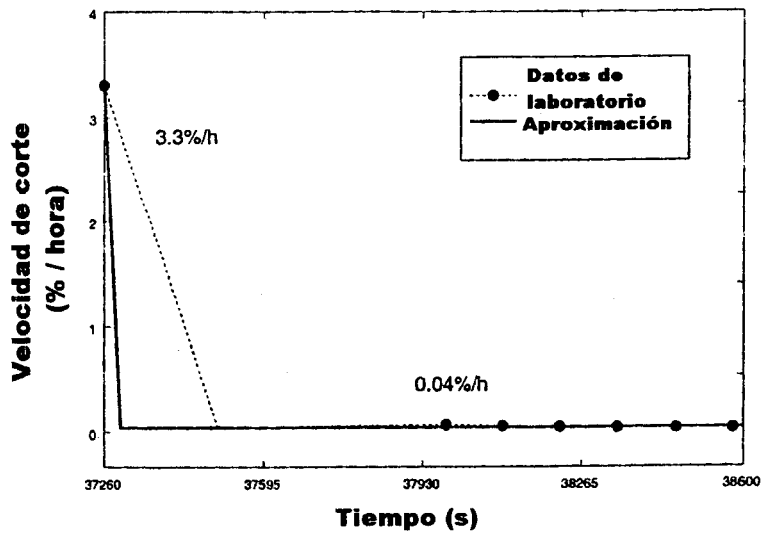
Se ha observado que con una sola variable de estado ($i = 1$ en las ecuaciones 4.1 y 4.2) es suficiente para ajustar los datos de laboratorio. Inicialmente se supone que la tensión normal en la banda es constante ($\alpha = 0$ en la formulación). Los parámetros de la ley de comportamiento y el ajuste conseguido se resumen en la figura 4.6 y en la tabla 4.3.

Tabla 4.3: Resumen de los parámetros para todos los saltos.

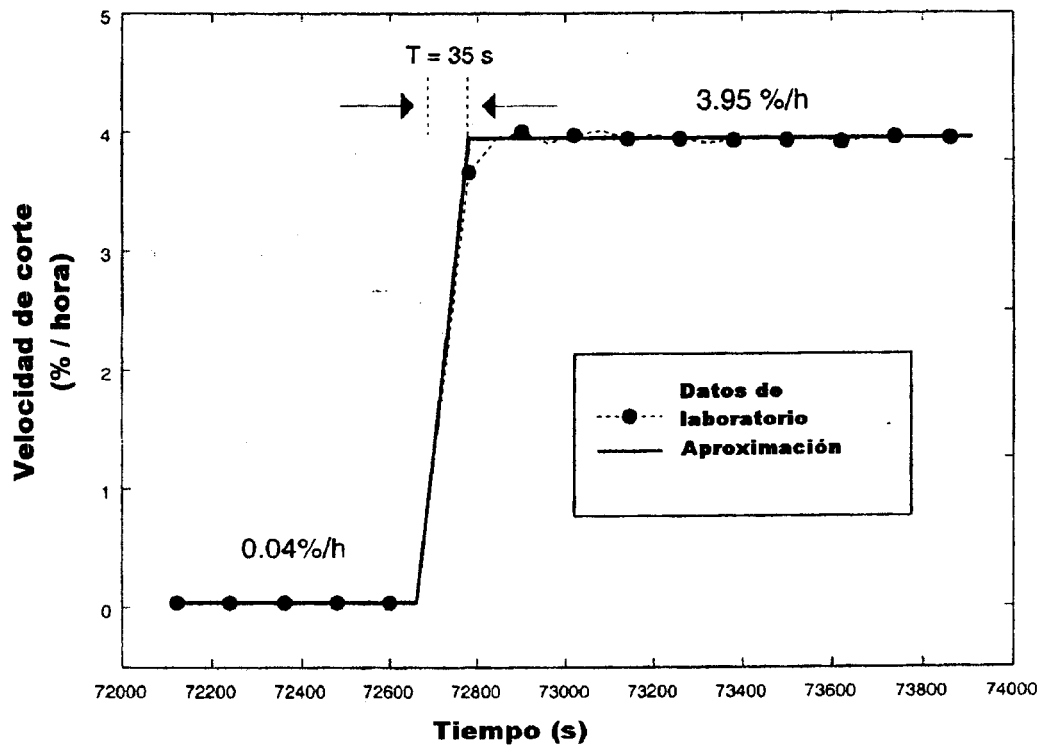
	a $\times 10^{-3}$	$a - b$ $\times 10^{-3}$	a $\times 10^{-3}$	d_c μm	σ (kPa)	Rango de velocidad $\mu m / s$
Primer salto	4.6	0.05187	4.548	50	235	0.158-1.089
Segundo salto	6.0	1.482	4.572	20	232	1.089-0.013
Tercer salto	5.6	0.523	5.077	40	232	0.013-1.3



(a) Salto positivo

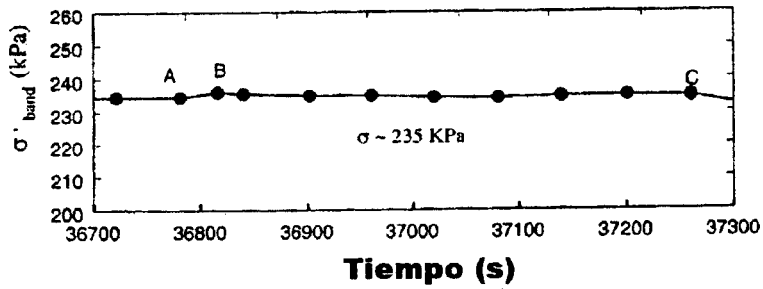
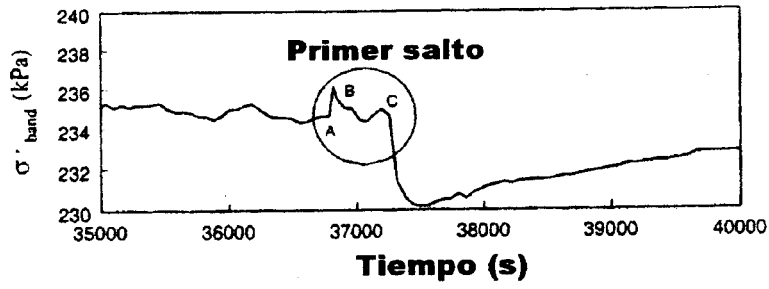


(b) Salto negativo

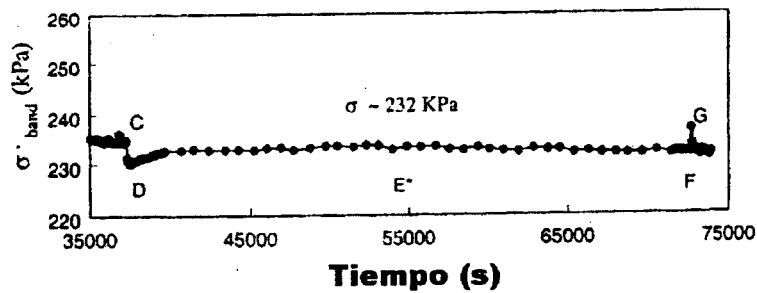
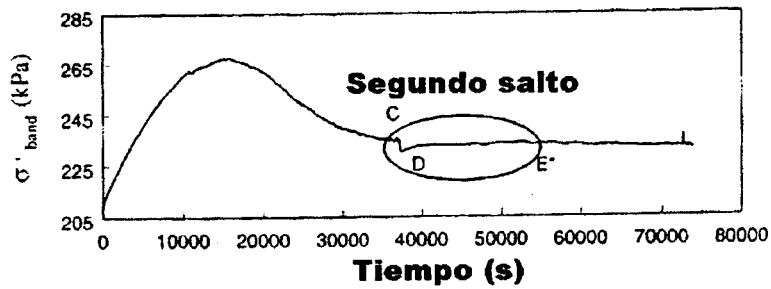


(c) Salto positivo

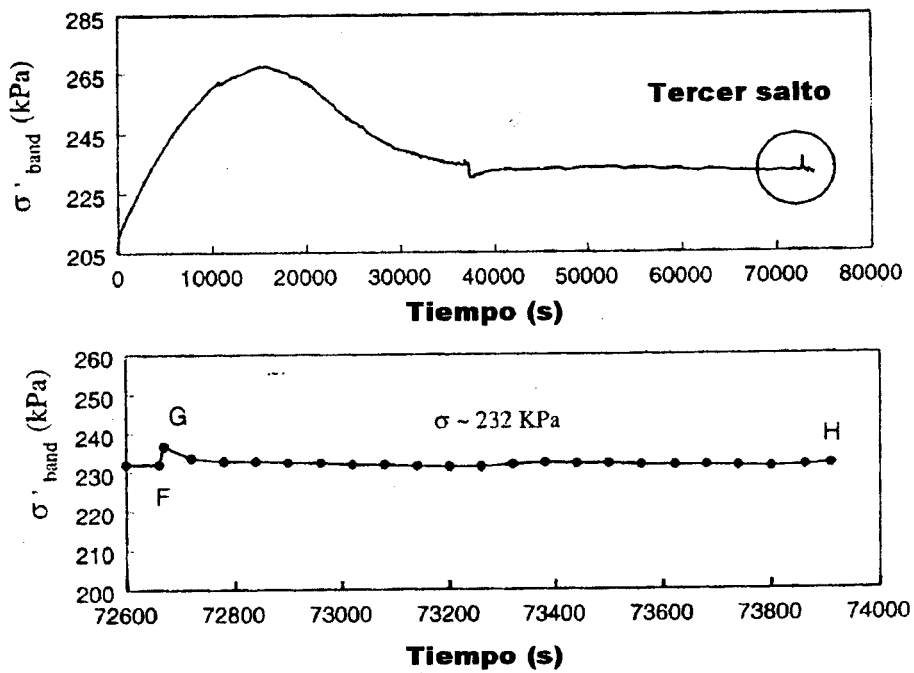
Figura 4.4: Cambio de velocidad en función del tiempo para los tres saltos. La línea de puntos representa los datos de laboratorio y la línea continua la aproximación utilizada en el modelo.



(a) Salto positivo

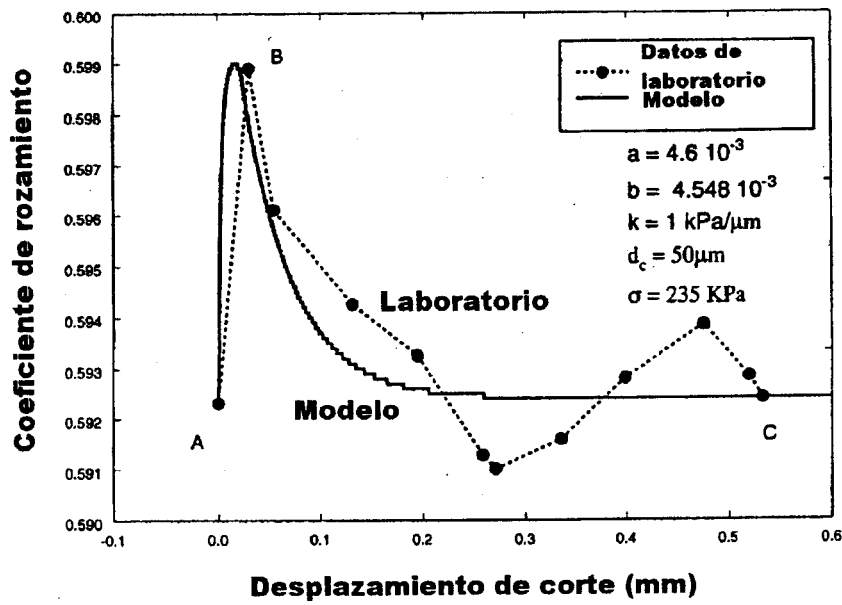


(b) Salto negativo

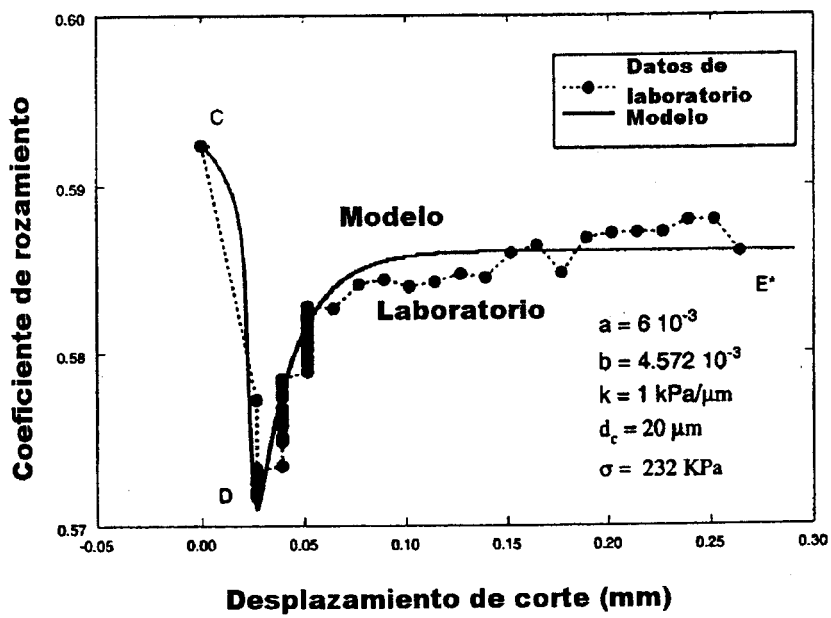


(c) Salto positivo

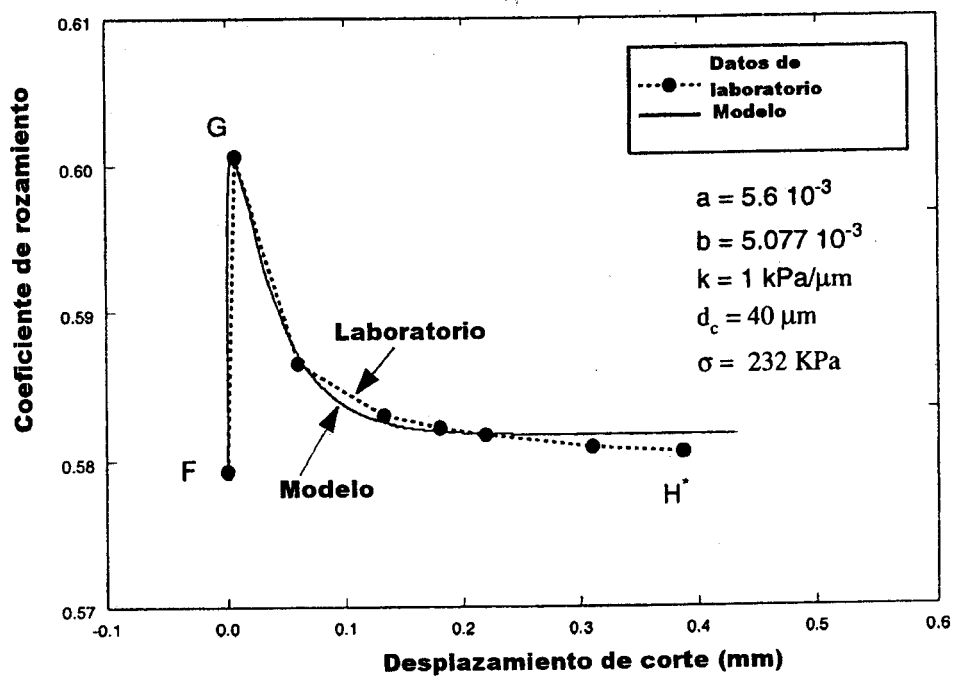
Figura 4.5: Tensión normal (en kPa) en la banda en función del tiempo en segundos
(a). En este caso es de aproximadamente 235 kPa **(b).** En el segundo salto es de 232 kPa
y (c) también de 232 para el tercer salto.



(a) Salto positivo



(b) Salto negativo



(c) Salto positivo

Figura 4.6: Variación del coeficiente de rozamiento debido al cambio en rampa de la velocidad de corte. Corresponde al ajuste de un modelo con una sola variable de estado (línea continua) y a los resultados de laboratorio (línea de puntos).

El valor $a-b$ disminuye cuando la distancia crítica d_c aumenta. A una tensión normal dada, la reducción de la velocidad del punto de carga muestra valores más altos para a , b y d_c . La diferencia $a-b$ representa en todos los casos refuerzo de la velocidad. El primer salto representa refuerzo de la velocidad aunque puede considerarse $a = b$ ya que la diferencia $a-b$ es muy pequeña ($a-b = 0.051 \times 10^{-3}$).

En el segundo salto este valor es $a-b = 1'428$ y en el tercero $a-b = 0'523$.

La figura 4.7 representa los datos de rozamiento obtenidos con el modelo cuando la tensión normal es variable en la banda para el primer cambio en la velocidad del punto de carga (incremento de un orden de magnitud) puntos A, B y C en la figura 4.3.

La figura muestra diferentes modelos para valores de α variables entre 0 (tensión normal constante) y 1. Se comparan con los valores de laboratorio representados en línea discontinua y el mejor ajuste corresponde al caso de $\alpha = 0$ usando las fórmulas 4.1, 4.7 y 4.8. Cuando el valor de α es grande, el modelo presenta dos picos y no tiene parecido con los datos de los experimentos. El valor $\alpha = 0'25$ muestra un mejor acuerdo excepto para los valores iniciales del coeficiente de rozamiento tras el cambio de velocidad. Puesto que ésta está gobernada por el parámetro a , se puede encontrar una combinación de ambos parámetros que ajuste los datos de laboratorio. Ello se muestra en la figura 4.8 donde se reúne un conjunto de curvas correspondiente al caso $\alpha = 0.15$. El valor del parámetro a , que fue mejor para estos datos en condiciones de tensión normal constante fue $a = 4'6 \times 10^{-3}$ pero si $\alpha = 0'15$ este valor debe ser superior. En este caso $a = 5 \cdot 10^{-3}$. La conclusión es que la

variación en la tensión normal induce un cambio tan pequeño en la respuesta que puede ser despreciado.

Tabla 4.4: Resumen de cambios en el coeficiente de rozamiento y en la tensión tangencial debidos a cambios en la tensión normal en la banda

	σ_{inicial}	σ_{final} (kPa)	α (kPa)	$\Delta\tau$ (kPa)	$\Delta\mu$ (kPa)
Primer salto	234.607	236.132	0.25	0.5	0.0021
	234.607	236.132	0.1	0.15	0.0006
Segundo salto	234.626	230	0.25	-0.99	-0.0043
Tercer salto	232.008	236.656	0.25	1.17	0.005

La tabla 4.4. es un resumen de diferentes valores del incremento de la tensión tangencial y en el coeficiente de rozamiento para los tres cambios de velocidad de este estudio. El objetivo es decidir si la inclusión de estos cambios en el modelo es o no pertinente. La tabla muestra que cuanto menor es α menor es la variación en el coeficiente de rozamiento. En el experimento de laboratorio descrito por Linker y Dieterich (1992) se midieron los cambios en la tensión normal independientemente de los de la velocidad del punto de carga. En este estudio esa relación no está disponible. Su relación empírica se ha utilizado como referencia pero sería recomendable un ensayo en que se midiera la variación de la tensión normal. Este ensayo se podría llevar a cabo con el mismo aparato biaxial manteniendo constantes las velocidades durante la etapa de corte.

Los datos de laboratorio corresponden a la línea de puntos y el resto son los ajustes del modelo con diferentes valores de α . el mejor ajuste corresponde a $\alpha = 4'6 \cdot 10^{-3}$

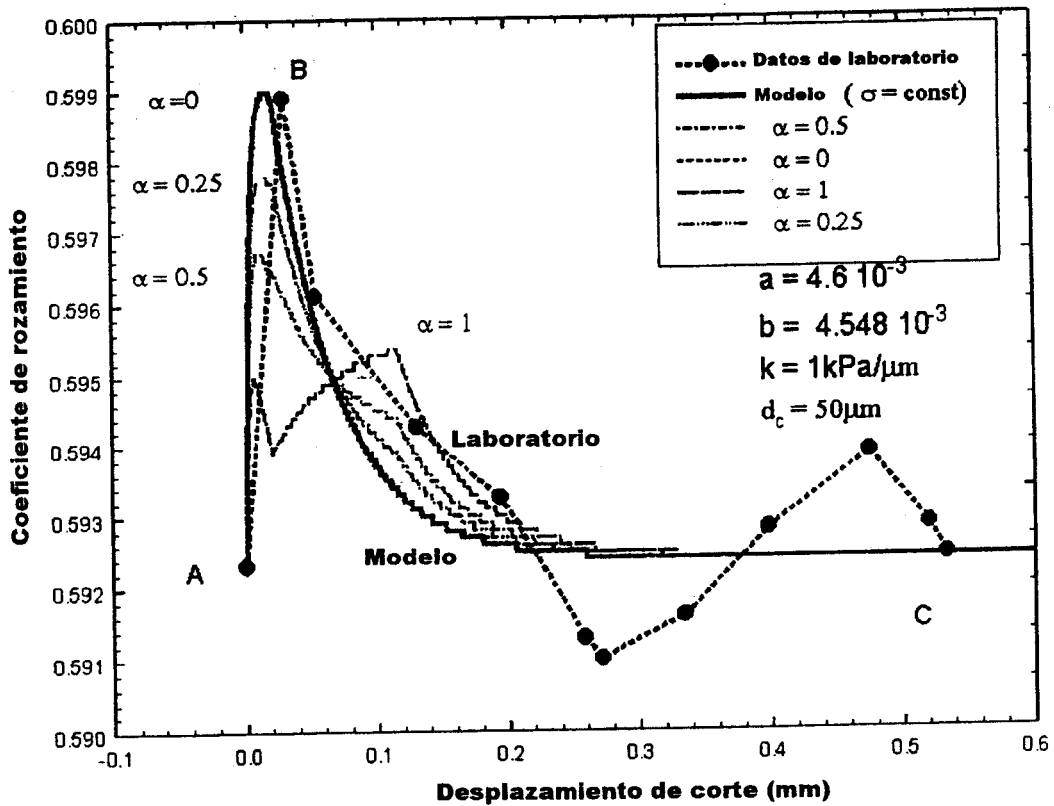


Figura 4.7: Soluciones del modelo para diferentes valores del factor de escala α . Los datos de laboratorio corresponden a la línea de puntos y el resto de las curvas son debidas al modelo con el factor de escala α variando entre 0 y 1

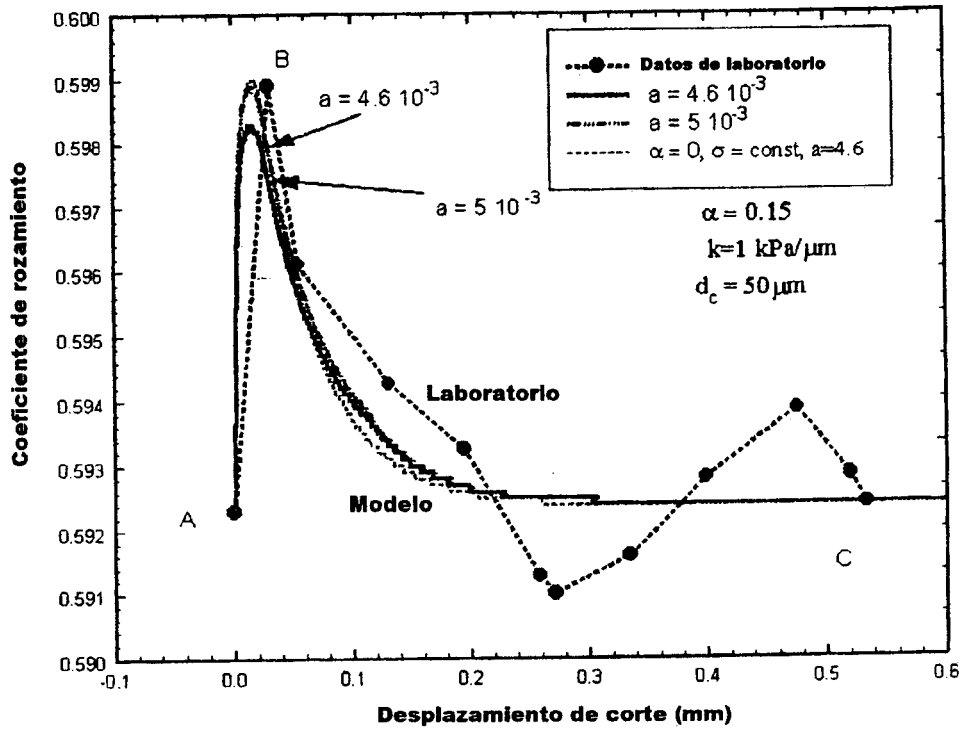


Figura 4.8: Datos de rozamiento para $\alpha = 0.15$ y $\alpha = 0$.

4.4.3. Sensibilidad de los parámetros de la ley de comportamiento

La figura 4.9 representa la variación del parámetro a . Corresponde al último saltos en el ensayo R14 tal como se muestra en la figura 4.3. El resto de los parámetros son:

Rigidez $k = 1 \text{ kPa}$; distancia crítica $d_c = 40 \text{ }\mu\text{m}$, tensión normal constante con un valor de 232 kPa .

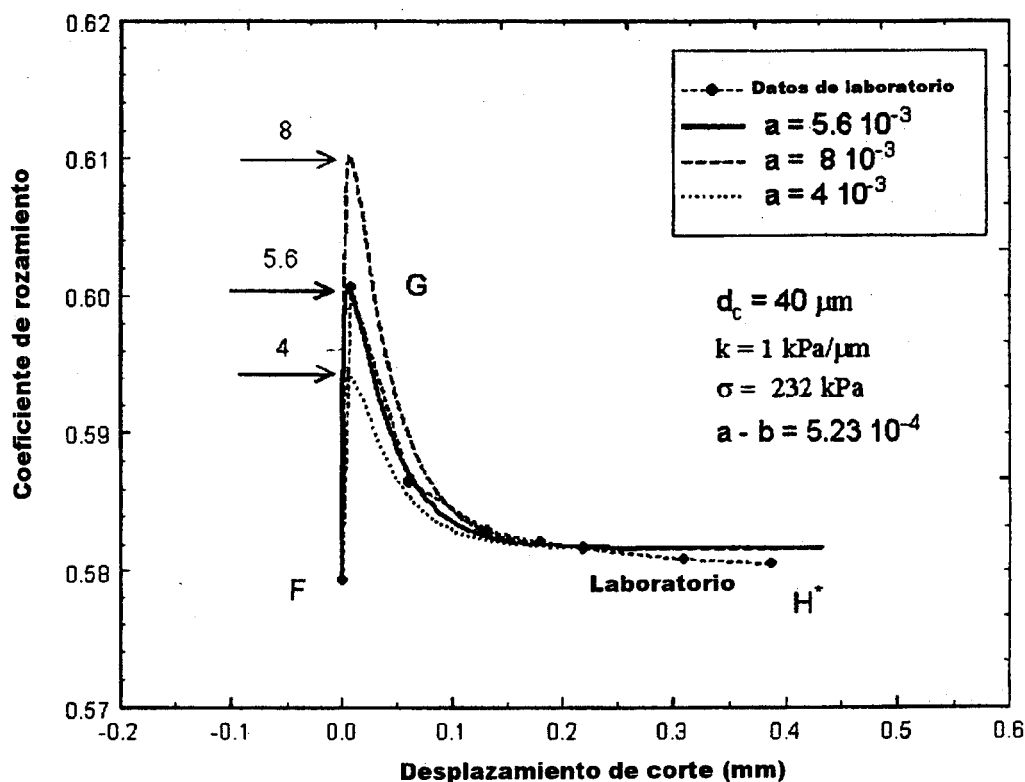


Figura 4.9 : Sensibilidad del parámetro a. Datos de rozamiento del ensayo de laboratorio y de tres curvas para tres valores diferentes de a. Corresponden a 3 números crecientes que muestran la tendencia con la variación de este parámetro. El mejor ajuste corresponde a $a = 5'6 \times 10^{-3}$

Los incrementos de velocidad varían desde 0,04%/h es decir $0'013 \mu\text{m/s}$ a $3'85\%/h$ es decir $1'3 \mu\text{m/s}$ como muestra la figura 4.4 (c). El tiempo que el operador tarda en cambiar la velocidad es $T = 35 \text{ s}$.

El valor $a = 5'6 \cdot 10^{-3}$ es el mejor ajuste de los datos de laboratorio representados con la línea de puntos. En este caso $b = 5'077 \cdot 10^{-3}$ puesto que la diferencia $a-b$ fue $5'23 \cdot 10^{-4}$. El valor $a = 4 \cdot 10^{-3}$ muestra una reducción del rozamiento mientras que un valor mas alto como $a = 8 \cdot 10^{-3}$ muestra que el modelo da un incremento del rozamiento. En ambos casos el valor del parámetro b fue $3.477 \cdot 10^{-3}$ para el menor a y $7'477 \cdot 10^{-3}$. La conclusión es que si el parámetro a crece también lo hace el pico del coeficiente de rozamiento.

La figura 4.10 representa la variación de la respuesta de rozamiento en el modelo con diferentes valores de la rigidez del muelle k . En rocas este número representa la rigidez del material y la máquina de ensayo, pero en el caso de arenas, la rigidez de la máquina es mucho mayor. Por ello el muelle para el modelo de muelle-patín de la figura 2.3 representa precisamente la rigidez de la probeta. La línea de puntos representa los datos del rozamiento en laboratorio y el resto de las curvas corresponden al modelo con diferentes valores de la rigidez k entre $0'0096$ a $3 \text{ kPa}/\mu\text{m}$.

Cuando los valores de la rigidez son pequeños el coeficiente de rozamiento resultante en el modelo tiene una forma oscilante ($k = 0.0096 \text{ kPa}/\mu\text{m}$). Cuando este valor aumenta mejora la correlación del modelo con los resultados de laboratorio.

El valor óptimo de la rigidez es $k = 1 \text{ kPa}/\mu\text{m}$. Cuando k crece el modelo tiende a una línea vertical $k = 3 \text{ kPa}/\mu\text{m}$. En estos casos el valor de a se mantuvo en $5'6 \cdot 10^{-3}$, la

diferencia a-b es 0'523, la distancia crítica $d_c = 40 \mu\text{m}$ y se supuso que la tensión normal en la banda era constante $\sigma = 232 \text{ kPa}$.

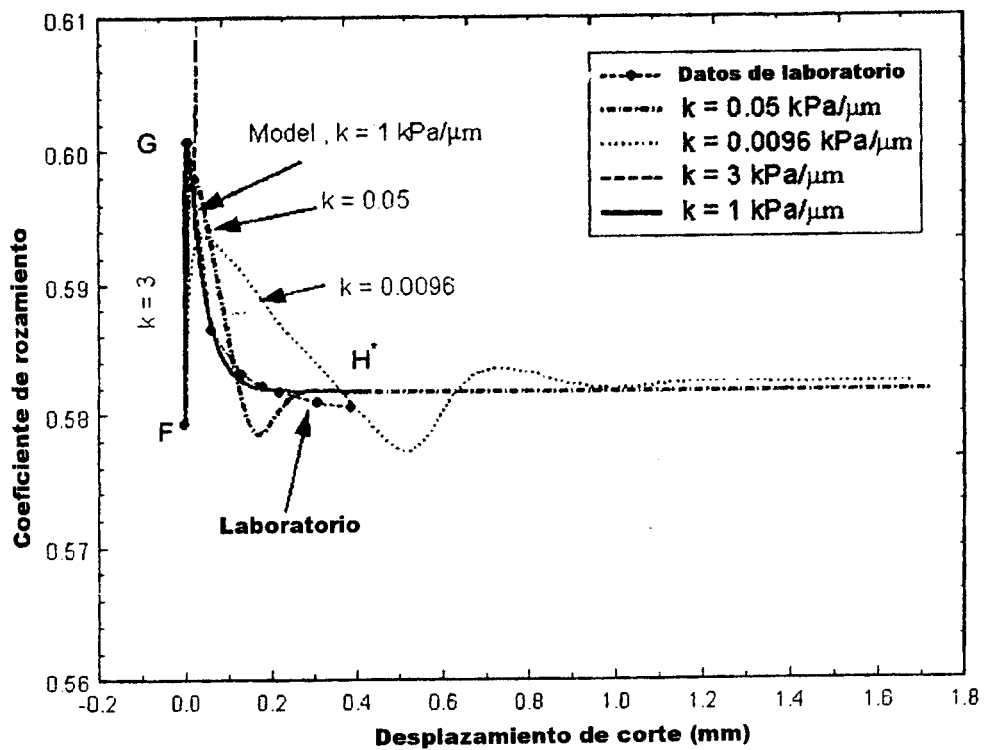


Figura 4.10: Sensibilidad del parámetro k. La línea de puntos representa los datos de rozamiento obtenidos en laboratorio y el resto de las curvas el modelo con diferentes rigideces k variando entre 0'00096 y 3 $\text{kPa}/\mu\text{m}$

La figura 4.11 representa la sensibilidad con la distancia crítica d_c . La línea de puntos representa los resultados de laboratorio y el resto son curvas obtenidas del modelo con valores variando entre $10 \mu\text{m}$ a $100 \mu\text{m}$. Cuando este parámetro crece la curva modelada

tiende a moverse a la derecha (aumento de la deformación de corte). El mejor ajuste corresponde a $d_c = 40\mu\text{m}$

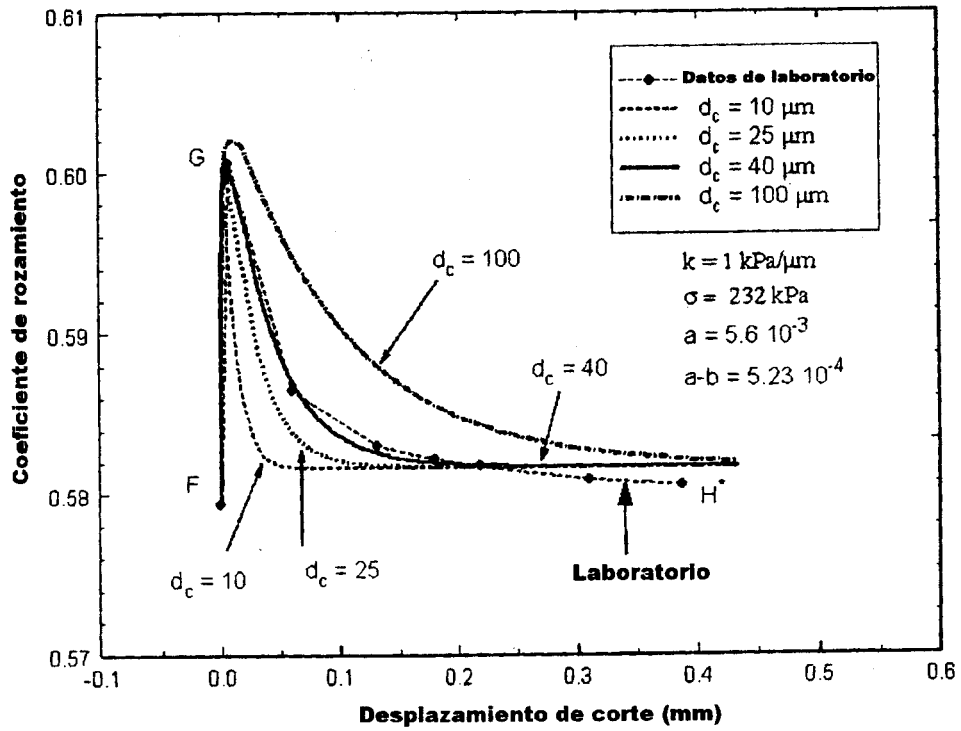


Figura 4.11: Sensibilidad del parámetro d_c . Se representan varias curvas del modelo con diferentes valores de d_c entre 10 y 100 μm . Los datos de laboratorio se muestran en línea de puntos. El mejor ajuste corresponde a $d_c = 40\mu\text{m}$

4.5 Resumen

Este capítulo presenta un modelo para comprender las medidas de los experimentos biaxiales descritos en el Capítulo 3 en función de una formulación con incrementos y variables de estado. El experimento se modela mediante un sistema con un g.d.l. formado por un muelle y un patín junto con una forma supuesta de la ley de comportamiento, cuyos parámetros se determinan por comparación de las respuestas observadas y calculadas ante la aplicación de un cambio de velocidad repentino. Puesto que la tensión normal en la banda de corte no será constante durante el experimento, se llevó a cabo un estudio sobre la importancia de la inclusión de su variación en el modelo, basándose en los resultados de Linjer y Dieterich (1992).

La hipótesis sobre la constancia de la tensión en la banda es adecuada pues su variación no indica diferencias significativas en la respuesta del modelo, es decir, con la hipótesis de constancia se obtienen valores de los parámetros que se ajustan a los resultados de laboratorio. Se recomienda desarrollar más experimentos para determinar el parámetro α en forma independiente y no solamente mediante ajuste. Esto podría conseguirse induciendo cambios en la tensión normal no acoplados con cambios en la velocidad del punto de carga y podrían hacerse con el mismo aparato manteniendo constante la velocidad de corte.

Los resultados muestran que los casos presentan refuerzo de la velocidad (a-b positivo). También se ha estudiado la sensibilidad a la variación de otros parámetros. El aumento de a tiene un efecto directo en el valor de la tensión tangencial pico pues que este caso es un ejemplo en que el tiempo en alcanzar la tensión pico fue más bajo y por tanto la pendiente inicial es casi vertical. La distancia crítica d_c crece con la deformación de corte si

se mantienen los mismos valores de $a-b$. Por otro lado d_c crece cuando $a-b$ disminuye. La explicación de estos efectos se obtiene revisando las ecuaciones 4.3 (b) y 4.3 (c) y observando que ambas magnitudes son inversamente proporcionales.

CAPITULO 5

EFFECTOS DEL FLUJO DE FLUIDO

5.1. Introducción

Los experimentos de Marone, Raleigh y Scholz (1990) y Marone y Kilgore (1993) muestran que la deformación volumétrica en el milonito (dilatación o compactación) depende de la velocidad de corte. Si la zona milonitizada está saturada de fluido la dilatación o compactación puede alterar la presión intersticial local y la resistencia efectiva a compresión y por tanto la resistencia al deslizamiento. Los ensayos sin drenaje de Lockner y Byerlee (1994) sugieren que los efectos debidos a la alteración de la presión neutra por la dilatación pueden superar los debidos a la velocidad de carga y, en consecuencia, controlar la estabilidad de deslizamiento.

Por tanto, en este capítulo se va a estudiar la influencia de la presión neutra para determinar si sus efectos son más o menos pronunciados que los debidos a la velocidad y a la variable de estado presentados en el Capítulo 4. Para observar el papel del acoplamiento entre deformación y difusión, el primer punto presenta las leyes de comportamiento en condiciones de drenaje idealizadas como independientes de la velocidad comparándolas con los resultados de los ensayos ms10 descritos en el Capítulo 3. La segunda parte presenta un modelo en el que se usa la respuesta con drenaje del primer punto para calcular la

correspondiente respuesta sin drenaje y a partir de ella decidir si los efectos de la presión intersticial son o no importantes.

5.2. Modelo con drenaje e insensible a la velocidad

Se presenta en este capítulo un modelo teórico del comportamiento de la arena en presencia de la localización de deformaciones en compresión con condiciones de deformación plana y drenaje. Se ha modificado el modelo de Rudnicki y Chen (1998) que fue formulado para estudiar el deslizamiento en una superficie con rozamiento, de modo que puede simular la arena en una zona milonitizada, basándose en los resultados experimentales de Mooney (1996). Se elaboró el modelo teórico para representar el comportamiento global de la arena teniendo en cuenta las medidas locales en la probeta. Se presentan resultados de diferentes medidas de tensión y deformación volumétrica y además se estudian los resultados de sensibilidad al ancho de la banda de corte y al módulo de descarga elástica m .

5.2.1. Modelo teórico

Se presenta a continuación un modelo bidimensional orientado a la simulación del comportamiento post-pico en los ensayos de deformación en compresión plana. La deformación pre-pico se supone homogénea y por tanto se admite que la banda de corte se forma en (o cerca de) la tensión pico. El modelo consiste en dos capas cargadas en su

superficie superior por un desplazamiento tangencial U y una tensión total normal variable σ (véase la figura 5.1). el objetivo es modelar la evolución de las deformaciones en la banda y relacionarlas con las cargas aplicadas y la deformación global.

Las tensiones desarrolladas en cada capa son las tensiones tangencial τ y normal σ . El equilibrio exige que las tensiones en ambas capas sean iguales. Las cargas representan la banda de corte localizada y el material exterior a ella que se supone elástico.

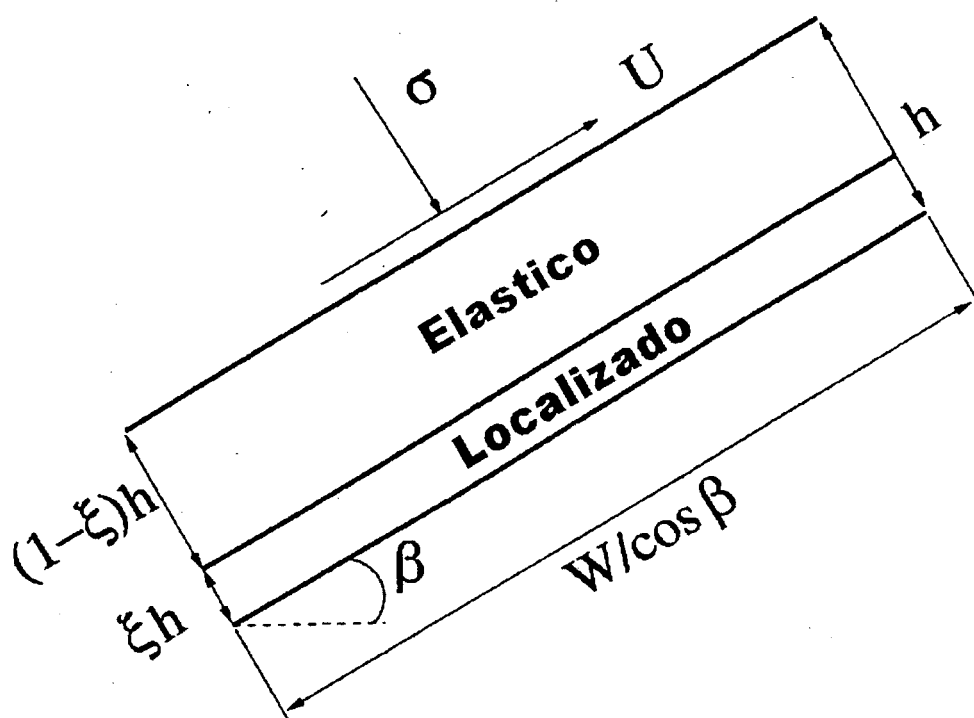


Figura 5.1: Geometría del problema. Un sistema de dos capas está cargado por un desplazamiento tangencial U y una tensión normal variable σ . ξ representa la proporción entre el volumen de la banda y el volumen de la probeta, β es el ángulo que forma la banda con la horizontal y W el ancho de la probeta del Capítulo 3

Las leyes de comportamiento en la banda de corte para la respuesta con drenaje (presión neutra constante) se expresan en función de la tensión tangencial τ_{band} y la deformación volumétrica ε_{vol} . La deformación tangencial en la banda τ_{band} viene dada por:

$$\tau_{\text{band}} = \tau_p - (\tau_p - \tau_{\text{res}}) g(\gamma_b) + m_0 \left[(\sigma_{\text{band}} - \sigma_{\text{band}}^p) - \Delta p_b \right] \quad (5.1)$$

donde τ_{res} es la tensión residual y τ_p la tensión pico, $g(\gamma_b)$ es la tensión tangencial normalizada en la respuesta con drenaje y γ_b la deformación tangencial en la banda que es nula a la tensión tangencial pico τ_p . Los primeros dos sumandos representan la respuesta con drenaje mientras que el tercer término es la tensión de compresión efectiva $(\sigma_{\text{band}} - \sigma_{\text{band}}^p) - \Delta p_b$ modulada por el coeficiente de rozamiento m_0 . El término $\sigma_{\text{band}} - \sigma_{\text{band}}^p$ representa el cambio en la presión normal medida durante la formación de la banda de corte, según el criterio de signos habitual en mecánica de suelos y Δp_b representa el exceso de presión intersticial (nulo en el caso con drenaje). El parámetro m_0 es el coeficiente de proporcionalidad entre las tensiones normal y tangencial.

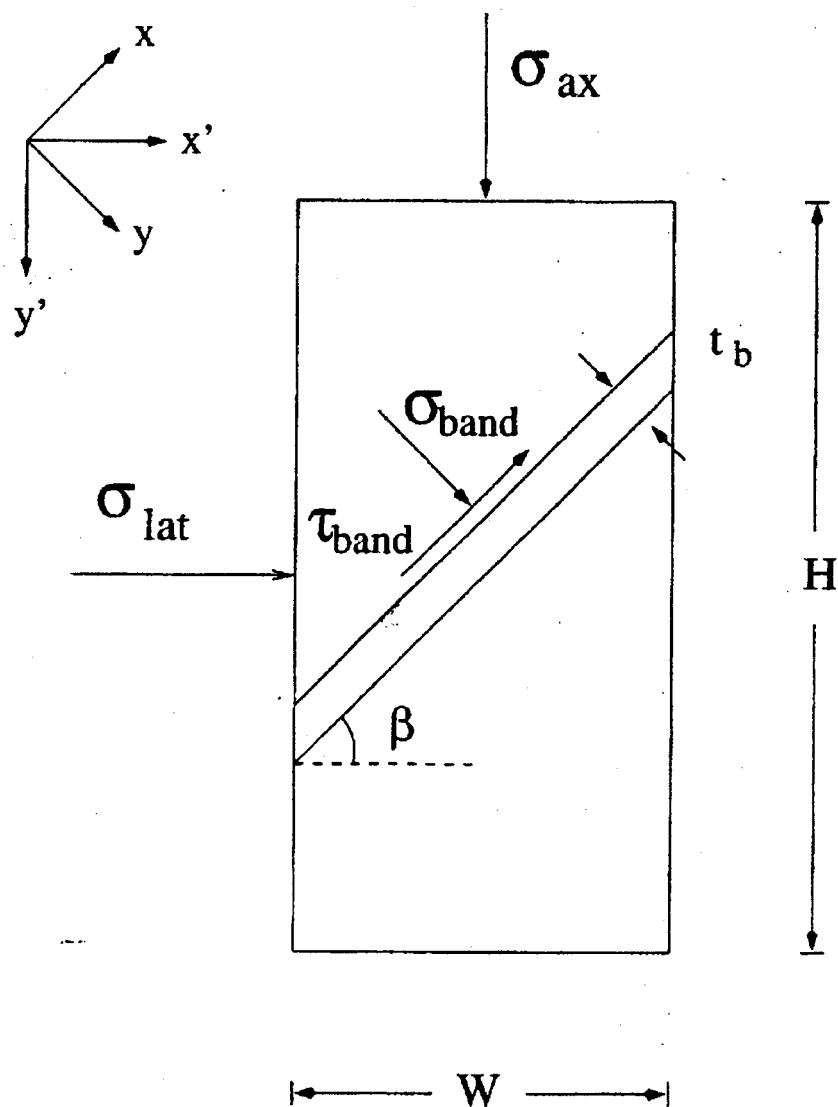


Figura 5.2: Ilustración esquemática de la relación de tensiones en la probeta: σ_{ax} tensión axial, σ_{lat} tensión horizontal de confinamiento, con las tensiones en la banda de corte σ_{band} y τ_{band}

En los ensayos de compresión en deformación plana la tensión normal en una banda de corte no es necesariamente constante. Usando un procedimiento semejante al de

Rudnicki y Chen (1998) pueden simularse cambios de tensión normal. Las tensiones normal y de corte según la inclinación β de la banda (figura 5.2) son:

$$\tau_{\text{band}} = \tau_p + \frac{1}{2} (\sigma_{\text{ax}} - \sigma_{\text{ax}}^p) \text{sen } 2\beta \quad (5.2.a)$$

$$\tau_{\text{band}} = \sigma_p + \frac{1}{2} (\sigma_{\text{ax}} - \sigma_{\text{ax}}^p) (1 + \cos 2\beta) \quad (5.2.b)$$

donde σ_{ax} es la tensión axil y σ_{ax}^p el valor pico de la tensión axil.

Como se indicó previamente se supone que el estado inicial corresponde al pico, donde se forma la banda. La tensión de confinamiento, que se ha supuesto constante, no aparece en las ecuaciones puesto que sigue inalterada tras la tensión cortante pico. Combinando las ecuaciones (5.2.a) y (5.2.b) se tiene:

$$\Delta\sigma_{\text{band}} = (\tau_{\text{band}} - \tau^p) \frac{1 + \cos 2\beta}{\text{sen } 2\beta} \quad (5.3)$$

donde β es el ángulo que la banda de corte forma con el plano horizontal (figura 5.1).

La sustitución de la ecuación 5.3 en la 5.1 da una expresión más compacta para la tensión tangencial en la banda τ_{band} donde la tensión residual τ_{res} reemplaza a τ_f , siendo:

$$\tau_f = \tau_p - (\tau_p - \tau_{\text{res}}) (1 - m_0 \psi)^{-1} \quad (5.4)$$

y $\psi = \frac{1 + \cos 2\beta}{\sin 2\beta}$, con lo que:

$$\tau_{\text{band}} = \tau_p - (\tau_p - \tau_f)g(\gamma_b) - m_0 \Delta p_b \quad (5.5)$$

Las medidas de tensión y deformación tangencial escogidas para este estudio son las componentes exteriores a la diagonal τ_{xy} del tensor de Cauchy y las E_{xy} del tensor de deformaciones finitas Green-Lagrange de los desplazamientos locales en la banda (Malvern 1969) multiplicadas por dos. Formalmente ambas medidas deben ser conjugadas de modo que con el tensor de Green-Lagrange debería usarse el segundo de Piola-Kirchhoff \tilde{T} que puede expresarse:

$$\tilde{T} = \mathbf{J} (\mathbf{F}^{-1} \mathbf{T} \mathbf{F}^{-T}) \quad (5.6)$$

donde \mathbf{J} representa el Jacobiano de la transformación, \mathbf{F} es el gradiente de deformación, \mathbf{F}^T es su inversa transpuesta y \mathbf{T} es el tensor de Cauchy, cuyas componentes son la tensión según la banda T_{xx} , la perpendicular a la banda T_{yy} y los términos diagonales T_{xy} . Puesto que este tensor es simétrico los términos diagonales son los mismos y pueden calcularse a partir de las tensiones globales axil y lateral σ_{ax} y σ_{lat} respectivamente medidas en los ensayos ms10 (Mooney 1996).

Con los mismos resultados de laboratorio se puede calcular la tensión normal a la banda T_{yy} pero no existen datos para calcular la componente según la banda. Por ello deben hacerse algunas hipótesis para obtener esa componente y finalmente el segundo tensor de Piola-Kirchhoff. Debido a la incertidumbre de estos cálculos y para simplificar el estudio, se usa el tensor de Cauchy como medida de la tensión.

La deformación volumétrica E_{vol} es medida en los ensayos (Capítulo 3) y, junto con la curva tensión-deformación tangencial, representa la entrada del modelo (véase figura 5.3)

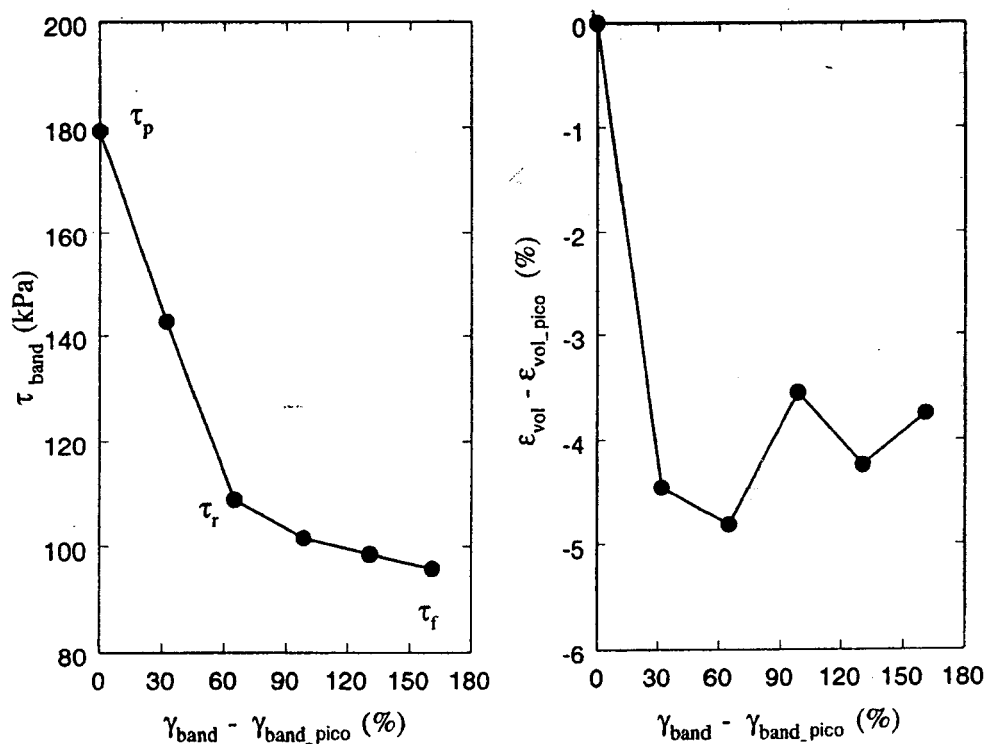


Figura 5.3: Ley de comportamiento en la banda (a). Respuesta en tensión tangencial (b). La disminución de la deformación volumétrica al aumentar la deformación tangencial indica dilatación. Obsérvese que ambas medidas comienzan en el valor de pico cuando empieza a formarse la banda.

5.2.2. Formulación

Usando las leyes de comportamiento para la banda obtenidas en los ensayos de laboratorio (figura 5.3) y suponiendo que la capa en el exterior de la banda es elástica, puede predecirse la respuesta global de la arena que se compara con la respuesta global experimental para establecer la precisión del modelo.

Para obtener la respuesta global del modelo que tiene en cuenta tanto la capa de localización como la elástica se estudian las deformaciones de corte normal y tangencial a la banda.

Una vez se han obtenido esas componentes se proyectan mediante una transformación de coordenadas para obtener la deformación axial global que se compara con la medida global en laboratorio.

La deformación volumétrica total en la probeta se calcula en función de las deformaciones volumétrica en la banda y fuera de ella. La ϵ_{vol} en la banda usa datos de laboratorio (figura 5.3) mientras que la ϵ_{vol} fuera es función de los parámetros elásticos E y ν así como del incremento de la tensión axial.

Componente tangencial de la deformación

Esta componente es una combinación de las deformaciones de corte en la banda y el material fuera de ella. La tensión de corte en la banda se muestra en la figura 5.3. La tensión

tangencial en la capa elástica se relaciona con la deformación a través del módulo G , la tensión tangencial de pico τ_p y la deformación elástica γ_{out} que representa el incremento desde el pico. Ello conduce a:

$$\tau_{out} = \tau_p + G \gamma_{out} \quad (5.7)$$

La condición de equilibrio puede utilizarse para obtener una expresión de la deformación tangencial fuera de la banda en función de la tensión tangencial de pico τ_p , la deformación tangencial γ_{out} y el módulo de rigidez G

$$\gamma_{out} = \frac{\tau \gamma_{band} - \tau_p}{G} \quad (5.8)$$

Para obtener una relación entre las deformaciones dentro y fuera de la banda se puede aplicar la condición de compatibilidad:

$$\dot{\Gamma}_0 = (1 - \xi) \dot{\gamma}_{out} + \xi \dot{\gamma}_{band} \quad (5.9)$$

donde $\dot{\Gamma}_0 = \dot{U}/h$, \dot{U} es la velocidad del desplazamiento de corte (con dimensiones longitud/tiempo), h es la altura del sistema de dos capas y $\dot{\gamma}_{out}$ y $\dot{\gamma}_{band}$ son las derivadas de las deformaciones en las capas elástica y localizada respectivamente.

Se puede definir una variable adimensional γ_{total} que representa la deformación media de la capa

$$\gamma_{\text{total}} = t \dot{\Gamma}_0 \quad (5.10)$$

donde t es el tiempo. Esta variable adimensional puede expresarse en función de las componentes de la deformación según la paralela y perpendicular a la banda.

$$\gamma_t = (1 - \xi) \gamma_{\text{out}} + \xi \gamma_{\text{band}} \quad (5.11)$$

Componente normal de la deformación

La respuesta de la arena en la dirección normal puede obtenerse como antes combinando la respuesta de las capas elástica y localizada.

En ambas capas se supone deformación monodimensional en la dirección normal puesto que la deformación según la banda de corte δE_{xx} es despreciable (figura 3.5 del capítulo 3).

Usando la respuesta de laboratorio $\varepsilon_{\text{vol}}^{\text{band}}$ se puede obtener la deformación normal a la banda (figura 5.3.b). Una vez que ello se ha conseguido la deformación elástica se obtiene a partir de la ecuación de equilibrio:

$$\varepsilon_{\text{out}} = \frac{\sigma_{\text{band}} - \sigma_p}{m} \quad (5.12)$$

donde σ_{band} es la tensión normal en la banda que puede calcularse a partir de la ecuación 5.3, y m es el módulo de descarga elástica.

La deformación normal total es una combinación lineal de ambas capas

$$\varepsilon_t = (1 - \xi)\varepsilon_{\text{out}} + \xi \varepsilon_{\text{band}} \quad (5.13)$$

La componente de deformación axial que se compara con la medida en laboratorio se obtiene fácilmente puesto que el tensor de deformación en el sistema bicapa es conocido.

Sus componentes son:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \gamma_t \\ \frac{1}{2} \gamma_t & \varepsilon_t \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

El convenio de signos que se utiliza es el típico de los estudios geotécnicos: positivo en compresión tal como se muestra en la figura 5.2. El tensor de deformación en coordenadas globales x' , y' (figura 5.2) puede obtenerse usando la transformación de coordenadas:

$$\mathbf{M}' = \mathbf{R} \mathbf{M} \mathbf{R}^T \quad (5.15)$$

Donde \mathbf{R} es la matriz de transformación

$$\mathbf{x}' = \mathbf{R} \mathbf{x} \quad (5.16)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\operatorname{sen} \beta \\ \operatorname{sen} \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

El vector deformación en dirección vertical ε se calcula a partir del vector normal en esa dirección \mathbf{n} y del tensor de deformación \mathbf{M}'

$$\mathbf{E} = \mathbf{M}' \cdot \mathbf{n} \quad (5.18)$$

y por tanto la componente vertical es:

$$\varepsilon_{ax} = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{n}^T = \varepsilon_t \cos \beta \cos \beta + \gamma_t \operatorname{sen} \beta \cos \beta \quad (5.19)$$

que es la magnitud a comparar con la ε_{ax} obtenida en el laboratorio.

Deformación volumétrica total

La deformación volumétrica total en el modelo es una combinación lineal de las deformaciones volumétricas en las capas elástica y localizada.

$$\Delta \varepsilon_{vol}^{total} = (1 - \xi) \Delta \varepsilon_{vol}^{out} + \xi \Delta \varepsilon_{vol}^{band} \quad (5.20)$$

donde la deformación volumétrica en la banda se obtiene a partir de la figura 5.3 (b) y la deformación elástica es una función de la deformación axial $\Delta \varepsilon_{ax}$, módulo de Young E e índice de Poisson D

$$\Delta \varepsilon_{vol}^{out} = \frac{(1 - \nu)(1 - 2\nu)}{E} \Delta \sigma_{ax} \quad (5.21)$$

El coeficiente de tensión axial en esta ecuación se obtiene usando ecuaciones bidimensionales elásticas en deformación plana con la condición de $\Delta \sigma_{lat} = 0$ puesto que en este tipo de ensayos la tensión lateral permanece constante. El incremento de tensión axial $\Delta \sigma_{ax}$ puede calcularse conociendo la respuesta en la banda (ecuación 5.2.a).

5.2.3. Parámetros numéricos

Aquí se presentan los valores escogidos para los parámetros utilizados en los cálculos. Se han obtenido a partir de ensayos de laboratorio y corresponden a un ángulo de la banda de corte de 64° y a una velocidad de corte global constante de valor $2'1\%/h$ a lo largo de toda la etapa de corte.

La banda se formó a una deformación de corte de $5'33\%$ que es considerada como origen para todas las medidas que se analizan en este estudio.

El módulo elástico E se obtiene a partir de la pendiente de la parte elástica de las curvas tensión-deformación axial. Su valor es $E = 28000$ kPa. Por otro lado, el módulo de rigidez G se calcula a partir de la fórmula elástica geométrica ξ representa la relación entre

el volumen de la banda de corte y el volumen total de la probeta que corresponde a los datos indicados en el Capítulo 3: altura $H = 140$ mm, espesor $W = 40$ mm, espesor de la banda t_b y ángulo de banda β (figura 5.2)

$$\xi = \frac{(W / \cos \beta) t_b}{HW} \quad (5.22)$$

Mediante estos valores y utilizando la ecuación 5.19 se calcula el incremento de deformación axial global $\Delta \epsilon_{ax}$, el incremento de tensión axial global $\Delta \sigma_{ax}$ a partir de la ecuación 5.2.a y el incremento de deformación volumétrica global $\Delta \epsilon_{vol}$ a partir de 5.20.

5.2.4. Resultados y análisis

Se ha llevado a cabo de forma sistemática una comparación entre las predicciones teóricas y los datos experimentales disponibles. Para ello el incremento de deformación axial global $\Delta \epsilon_{ax}$, el incremento de tensión axial global $\Delta \sigma_{ax}$ y el incremento de deformación volumétrica global $\Delta \epsilon_{vol}$ se obtienen mediante la comparación del modelo teórico con los resultados de laboratorio. Basándose en esta comparación se infiere la bondad del modelo en relación con los experimentos.

En la figura 5.4 se presenta el incremento de tensión axial $\sigma_{ax}^p - \sigma_{ax}$ en función de la deformación axial $\epsilon_{ax} - \epsilon_{ax}^p$ para diferentes anchuras de banda.

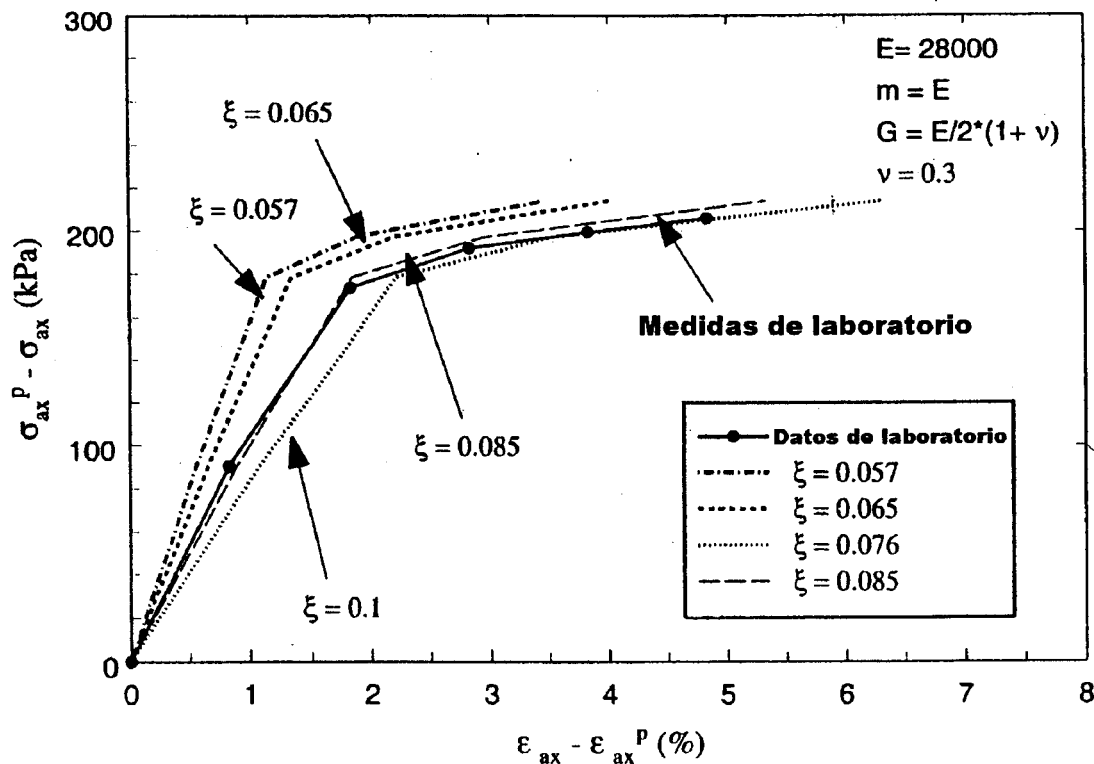


Figura 5.4: Incremento de tensión axial total en función del incremento de deformación axial para diferentes anchuras de banda y datos globales de laboratorio correspondientes al ensayo ms10 (Mooney (1996))

La línea de puntos corresponde a los datos del ensayo ms10 (Mooney (1996)) y el resto de curvas representan las predicciones del modelo cuando el ancho de banda varía entre 3'5 y 6 mm.

Todas las predicciones presentan un arranque inicial con pendiente positiva hasta el 1.5% de incremento de deformación axial, seguida por una pendiente más suave que es

semejante a los datos experimentales. De todos los resultados presentados el más próximo a los ensayos es $\xi = 0,085$ que corresponde a un ancho de banda de 5'2 mm. Cuando crece el ancho de banda también aumenta el incremento de deformación axial. Cualitativamente las predicciones del modelo están de acuerdo con los datos experimentales que daban 4 mm para el ancho de banda (Mooney 1996).

Con el modelo se tiene también la respuesta volumétrica global que se muestra en la figura 5.5. El incremento de respuesta volumétrica $\varepsilon_{vol} - \varepsilon_{vol}^P$ se dibuja en función del incremento de deformación axial $\varepsilon_{ax} - \varepsilon_{ax}^P$ para diferentes anchos de banda. La línea de puntos representa los datos globales de laboratorio medidos con un transductor de presión diferencial, aparato D/P, y el resto de curvas representan los diferentes valores de la deformación volumétrica para diferentes anchos de banda entre 3'5 y 6 mm aproximadamente.

Estas curvas empiezan en un cero que representa el pico y siguen una línea recta que alcanzan una deformación volumétrica residual. La curva más próxima a los datos de laboratorio corresponde a la banda de corte con un ancho de 4 mm y $\xi = 0,065$. Obsérvese que la dilatancia se mide con deformaciones volumétricas negativas. Cuando crece la banda también lo hace la dilatancia. Las predicciones del modelo están en buen acuerdo con los datos experimentales.

La variación del módulo elástico de descarga (parámetro m en la ecuación 5.12) se presenta en las figura 5.6 y 5.7. La primera presenta el incremento de tensión axial $\sigma_{ax}^P - \sigma_{ax}$ en función del incremento de deformación axial $\varepsilon_{ax} - \varepsilon_{ax}^P$ para diferentes módulos de descarga.

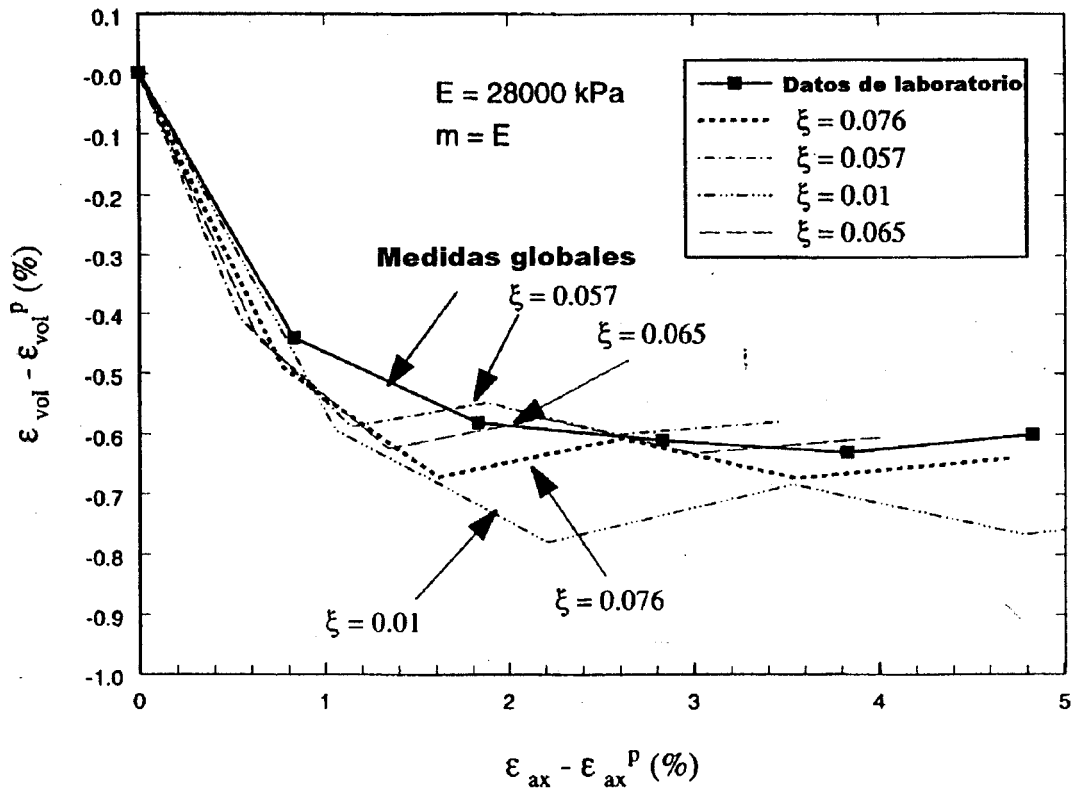


Figura 5.5: Incremento de la deformación volumétrica en función del incremento de deformación axial, ambos en porcentaje, para diferentes ángulos de banda así como datos globales de laboratorio correspondientes al ensayo ms10 (Mooney (1996))

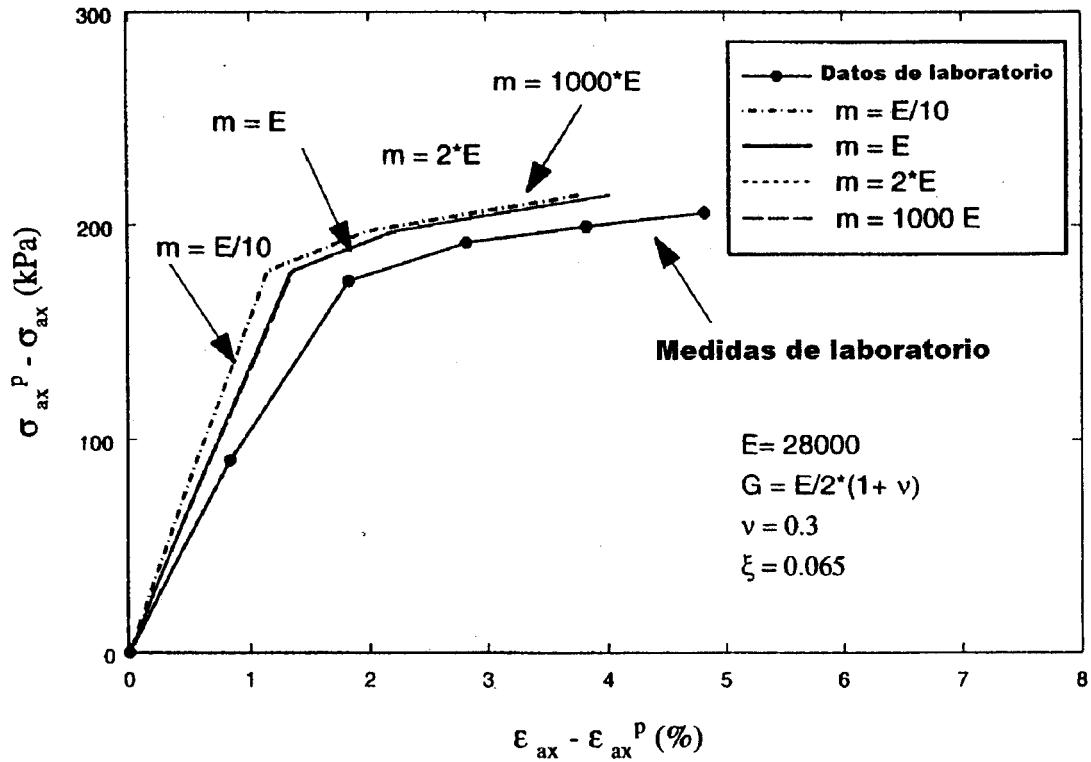


Figura 5.6: Sensibilidad al módulo de carga m . El incremento total de tensiones axiales se dibuja en función de la deformación axial para diferentes valores del módulo de descarga m . Se incluyen los datos del ensayo ms 10 (Mooney (1996))

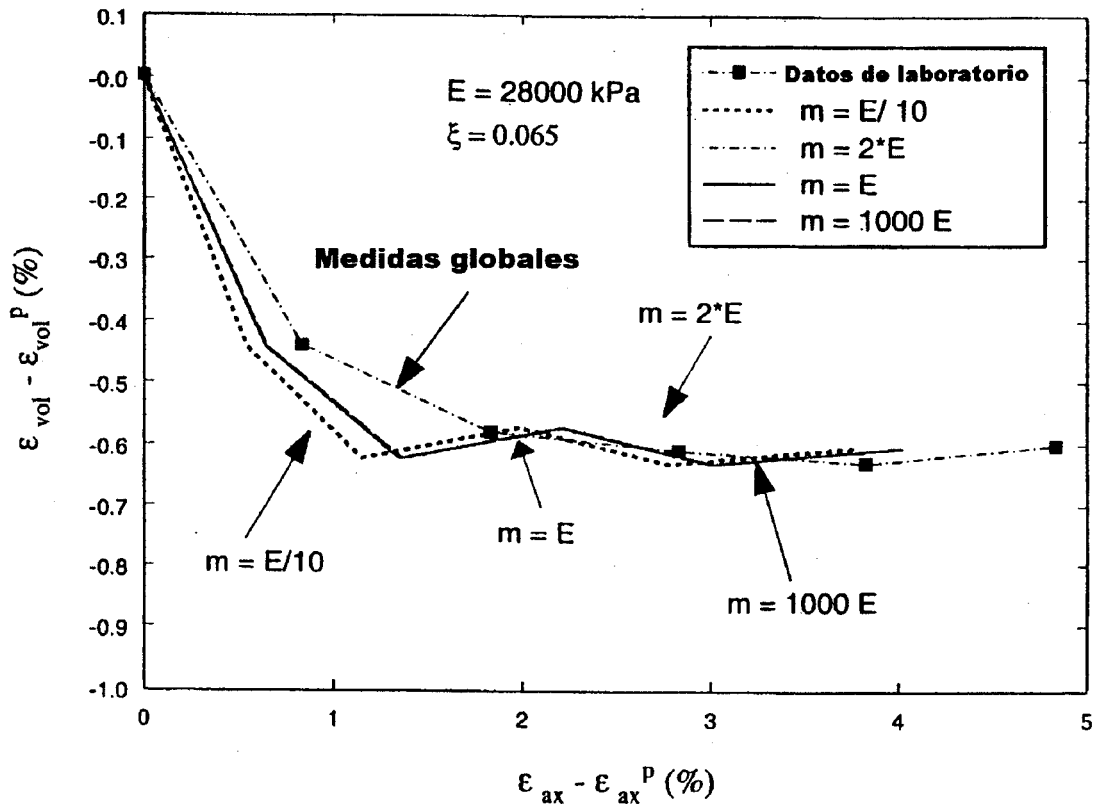


Figura 5.7: Sensibilidad al módulo de descarga m . Incremento de deformación volumétrica en función del incremento de deformación axial, expresados ambos en porcentajes, para diferentes valores del módulo elástico de descarga, así como datos del ensayo ms 10 (Mooney (1996))

Si el valor de m aumenta los resultados no varían lo que hace pensar que el modelo no es sensible a este parámetro. La pendiente inicial solo varía si el módulo es considerablemente bajo $m = 10E$. Ello sugiere que podría prescindirse del primer sumando en la ecuación 5.13.

El estudio de la influencia del módulo de descarga m en la respuesta volumétrica global se muestra en la figura 5.7. El incremento de respuesta volumétrica $\epsilon_{vol} - \epsilon_{vol}^p$ se dibuja en función del incremento de deformación axial $\epsilon_{ax} - \epsilon_{ax}^p$ para diferentes valores de m . La línea de puntos representa los datos globales de laboratorio medidos con un aparato D/P transductor de presiones diferenciales y el resto de curvas dan la deformación volumétrica para diferentes valores de m variando desde $E/10$ a $1000 E$.

El cero en que empiezan estas curvas, corresponde al valor pico y a continuación aparece una línea recta hasta que se alcanza una deformación volumétrica residual. Al igual que antes, el resultado mas próximo a los datos de laboratorio corresponde a un módulo de descarga $m = E$. Obsérvese que signo negativo en la deformación volumétrica significa dilatación positiva. Cualitativamente los resultados numéricos son concordantes con los experimentales.

5.2.5. Resumen

Se ha presentado un modelo bidimensional diseñado para simular el comportamiento tras el pico en ensayos de compresión en deformación plana sometidos a corte a velocidad constante. Tiene dos capas: la banda de corte y el material exterior cargado en la superficie

superior con un desplazamiento de corte U y una tensión total variable σ . Con el modelo teórico se pretende representar el comportamiento global de la arena teniendo en consideración las medidas locales dentro de la probeta. Las limitaciones del modelo son la consideración de tan solo dos dimensiones cuando en laboratorio (Capítulo 3) la reducción de datos incluye tres dimensiones (excepto para la deformación que es plana) y que el material en el exterior de la banda es elástico.

Los resultados se presentan en función de incrementos de tensión axial en función de incrementos de deformaciones axiales y de incrementos de deformación volumétrica en función de incrementos de deformaciones axiales. Cualitativamente las predicciones del modelo en ambos casos están en buena concordancia con los datos experimentales y muestran que el mejor ajuste a los datos de laboratorio corresponden a una banda de corte de 5 mm de anchura para la respuesta en tensiones y 4 mm en la respuesta volumétrica. Obsérvese que el espesor a que referencia Mooney (1996) es de 4 mm.

5.3. Modelo sin drenaje

En este apartado la ley de comportamiento del milonito de falla descrito, en condiciones con drenaje, en el apartado anterior se desarrolla para tener en cuenta los efectos de la presión neutra. Aunque en los experimentos (Capítulo 3) el material se dilata y se compacta aquí tan solo se estudia el comportamiento dilatante puesto que en laboratorio la compactación sólo ocurre en el comienzo del ensayo y lo que sigue se estudia el comportamiento tras alcanzarse el pico de la tensión tangencial. La deformación sin drenaje de un material dilatante reduce la presión neutra e inhibe la posterior deformación

tangencial. En el interior de las probetas del ensayo, y con mayor generalidad en las zonas milonitizadas, las regiones que se deforman volumétricamente pueden intercambiar masa fluida con el material adyacente según sean las escalas relativas de tiempo de deformación y difusión de masa fluido. Para calcular los casos límite de este estudio, es decir, en las situaciones de drenaje y no drenaje locales, al principio se supone que la velocidad de deformaciones es constante. Una vez resueltos estos casos se hará variar la velocidad de desplazamiento V_0 con el tiempo (véase figura 4.2) y se calculará su efecto en la respuesta de tensión tangencial en la banda.

5.3.1. Formulación

Se vuelve a utilizar otra vez el modelo de dos capas presentado en el Capítulo 5.2 incluyendo la variación de presión intersticial en la banda. Las ecuaciones de la ley de comportamiento para este modelo son semejantes a la ecuación (5.5) pero la respuesta de la banda comienza en $\tau_0 = \tau_r$ (véase figura 5.3) en lugar de a la tensión pico τ_p puesto que en el punto (τ_r, γ_r) de la curva tensión-deformación es donde generalmente se observa en laboratorio el cambio de velocidad. Los efectos de presión neutra se introducen mediante el término $m_0 \Delta p_b$. Es decir, las ecuaciones de este caso son:

$$\tau_{\text{band}} = \tau_r - (\tau_r - \tau_f) g(\gamma_b) - m_0 \Delta p_b \quad (5.23.a)$$

$$\tau_{\text{out}} = \tau_r + G \gamma_{\text{out}} \quad (5.23.b)$$

donde τ_f es un término que incluye el cambio de las tensiones normales (véase la sección 5.2). τ_{band} es la tensión tangencial en la banda, τ_{out} la existente en el material exterior a la banda, τ_r la inicial, τ_f la residual y $g(\gamma_b)$ una función normalizada que describe la relación entre τ_r y τ_f . En nuestro caso $g(\gamma_b)$ se obtiene mediante los datos de laboratorio de la figura 5.3.(a). El parámetro m_0 es un coeficiente de rozamiento y Δp_b es el incremento de presión neutra en la capa localizada. El comportamiento de la capa exterior es elástico con módulo de rigidez G .

La porosidad en el material bicapa es:

$$\Phi_b = \Phi_0 + \frac{\Delta p_b}{m} - (\Phi_0 - \Phi_{res}) f(\gamma_b) \quad (5.24.a)$$

$$\Phi_{out} = \Phi_0 + \frac{\Delta p_{out}}{m} \quad (5.24.b)$$

donde Φ_0 es la porosidad inicial del suelo y Φ_{res} la porosidad residual. La función que relaciona Φ_0 y Φ_{res} es $f(\gamma_b)$ y puede calcularse conociendo la respuesta volumétrica puesto que ésta es proporcional a la variación de porosidad, es decir:

$$\varepsilon_{vol} = \frac{\Delta \Phi}{1 - \Phi_0}$$

Para el caso en estudio se supuso que la deformación volumétrica era dilatante.

Finalmente m representa el módulo elástico de descarga.

El sistema está globalmente drenado lo que significa que la presión fuera de la banda no cambia

$$\dot{p}_{out} = 0 \quad (5.25)$$

A falta de fuerzas de volumen el equilibrio implica que las tensiones normales y tangenciales sean las mismas en cada subcapa.

Es decir:

$$G \gamma_{out} = -(\tau_r - \tau_f) g(\gamma_b) - m_0 \Delta p_b \quad (5.26)$$

o en forma incremental

$$G \dot{\gamma}_{out} = -(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b) \dot{\gamma}_b - m_0 \Delta \dot{p}_b \quad (5.27)$$

El desplazamiento de corte U puede expresarse en función de las deformaciones de las dos capas

$$U = \xi h \gamma_b + (1 - \xi) h \gamma_{out} \quad (5.28)$$

donde ξ representa la proporción entre el volumen de la banda y el volumen de la probeta (véase figura 5.1). Si U crece a un incremento de deformación variable, $\dot{\Gamma}_0$, se puede poner

$$\dot{\Gamma}_o = \xi \dot{\gamma}_b + (1 - \xi) \dot{\gamma}_{out} \quad (5.29)$$

donde $\dot{\Gamma}_o = \dot{U}_o / h$. A partir de la ecuación (5.29) se puede obtener la velocidad de deformación de la capa elástica

$$\dot{\gamma}_{out} = \frac{\dot{\Gamma}_o - \xi \dot{\gamma}_b}{1 - \xi} \quad (5.30)$$

La masa de fluido por unidad de área en la capa localizada es $\xi h \rho$, donde ρ es la densidad de fluido. Se supone que la velocidad de cambio de la masa fluida dentro de la capa es proporcional a la diferencia entre la presión neutra en la capa localizada p_b y la existente en el material exterior p_{out} :

$$\frac{d}{dt} (\xi \rho \Phi_b) = -\rho \chi (p_b - p_{out}) \quad (5.31)$$

donde χ es un coeficiente fenomenológico que tiene unidades $(\text{tensión.tiempo})^{-1}$ y es función del coeficiente de permeabilidad del material (milonito simulado en este caso), la densidad ρ del fluido y la constante gravitatoria g . Aunque esta ecuación es consistente con la ley de Darcy tan sólo en el caso límite de condiciones de régimen permanente, provee una simplificación que ha demostrado ser apropiada en casos semejantes (Rudnicki y Chen (1998)); Rudnicki (1984); Rudnicki et al (1996).

Diferenciando (suponiendo fluido incompresible $\rho = \text{cte}$)

$$\xi \dot{\Phi}_b = -\chi (p_b - p_{out}) \quad (5.32)$$

y mediante la ecuación (5.24.a) la velocidad del cambio de porosidad es:

$$\dot{\Phi}_b = \frac{\Delta \dot{p}_b}{m} - (\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b) \dot{\gamma}_b \quad (5.33)$$

que sustituida en la ecuación (5.32) da:

$$\frac{\Delta \dot{p}_b}{m} - (\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b) \dot{\gamma}_b = -\frac{\chi}{\xi} (p_b - p_{out}) \quad (5.34)$$

Combinando las ecuaciones (5.27) y (5.30) se obtiene:

$$G \left[\frac{\dot{\Gamma}_0}{1-\xi} - \frac{\xi \dot{\gamma}_b}{1-\xi} \right] = -(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b) \dot{\gamma}_b - m_0 \Delta \dot{p}_b \quad (5.35)$$

Las ecuaciones (5.34) y (5.35) forman un sistema de ecuaciones diferenciales para γ_b y P , donde P es la diferencia entre las presiones neutras en la banda p_{band} y en el exterior p_{out} . Eliminando $\Delta \dot{p}_b$ se puede obtener la ecuación:

$$\frac{\dot{\Gamma}_0}{1-\xi} = \dot{\gamma}_b \left[-\frac{(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b)}{G} + \frac{\xi}{1-\xi} \right] - \frac{m_0 m}{G} \left[-\frac{\chi}{\xi G} (p_b - p_{out}) + (\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b) \dot{\gamma}_b \right] \quad (5.36)$$

por lo que la ecuación diferencial para la velocidad de deformación en la capa localizada $\dot{\gamma}_b$ es:

$$\dot{\gamma}_b = \frac{\frac{\dot{\Gamma}_0}{1-\xi} - m_o m \frac{\chi}{\xi G} (p_b - p_{out})}{\frac{\xi}{1-\xi} - \frac{(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b)}{G} - \frac{m_o m}{G} (\Phi_o - \Phi_{res}) f'(\gamma_b)} \quad (5.37)$$

que, al ser introducida en (5.34) conduce a:

$$\frac{\dot{P}}{m} = - \frac{\frac{\chi}{\xi} (p_b - p_{out}) \left[\frac{(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b)}{G} + \frac{\xi}{1-\xi} \right] + (\Phi_o - \Phi_{res}) f'(\gamma_b) G \frac{\dot{\Gamma}_0}{1-\xi}}{\frac{\xi}{1-\xi} - \frac{(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b)}{G} - \frac{m_o m}{G} (\Phi_o - \Phi_{res}) f'(\gamma_b)} \quad (5.38)$$

Para simplificar se pueden introducir algunas combinaciones: $\varepsilon = \dot{\Gamma}_0 \cdot t_d$ donde el parámetro ε es el producto de la velocidad de deformación impuesta v_0 y la escala de tiempo de la difusión de masa fluida, $t_d = (m - x)^{-1}$. El denominador de estas expresiones será llamado D.

Si los valores de $\dot{\Gamma}_0$; $g'(\gamma_b)$; $f'(\gamma_b)$ son constantes las ecuaciones (5.37) y (5.38) se simplifican a:

$$\frac{dP}{dt} = \sum - \Omega \cdot P \quad (5.39)$$

$$\frac{d\gamma_b}{dt} = A - B \cdot P \quad (5.40)$$

donde

$$\Sigma = \frac{m(\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b) v_0}{(1 - \xi) D} \quad (5.41.a)$$

$$\Omega = \frac{m\chi}{\xi D} \left[\frac{\xi}{1 - \xi} - \frac{\tau_r - \tau_f}{G} g'(\gamma_b) \right] \quad (5.41.b)$$

$$A = \frac{\dot{\Gamma}_0}{(1 - \xi) D} \quad (5.41.c)$$

$$B = \frac{m_0 m \chi}{G \xi D} \quad (5.41.d)$$

y estas ecuaciones (5.39) y (5.40) pueden resolverse mediante el método del factor integrante. Si $\dot{\Gamma}_0$ no es una constante el sistema de ecuaciones es semejante y puede resolverse en forma parecida usando $\Sigma(t)$ y $A(t)$.

5.3.2. Casos límite

Sin drenaje local

Formalmente las ecuaciones de campo en este caso se pueden obtener tomando el límite $\varepsilon \rightarrow \infty$ en las ecuaciones (5.37) y (5.38). Físicamente ello significa que la deformación es impuesta a una velocidad demasiado rápida para dar tiempo al intercambio

de masa fluida. Por ello la banda de corte está hidráulicamente aislada del material de alrededor y responde en forma no drenada. Ello conduce al siguiente sistema de ecuaciones para el caso de velocidad de deformación constante $\dot{\Gamma}_0$

$$\dot{\gamma}_b = \frac{\frac{\dot{\Gamma}_0}{1-\xi}}{\frac{\xi}{1-\xi} - \frac{(\tau_r - \tau_f)g'(\gamma_b)}{G} - \frac{m_0 m}{G} (\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b)} \quad (5.42)$$

$$\frac{\dot{p}}{m} = \frac{\frac{(\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b) \dot{\Gamma}_0}{1-\xi}}{\frac{\xi}{1-\xi} - \frac{(\tau_r - \tau_f)g'(\gamma_b)}{G} - \frac{m_0 m}{G} (\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b)} \quad (5.43)$$

Este caso también se puede resolver exactamente tal como se indica a continuación. Puesto que este estudio se refiere solamente al caso sin drenaje con material incompresible, no hay cambio de volumen, es decir, no hay cambio de porosidad en la banda de modo que, mediante la ecuación (5.24.a):

$$\Delta \Phi_{band} = 0 = \frac{\Delta p_b}{m} - (\Phi_0 - \Phi_{res}) f(\gamma_b) \quad (5.44)$$

y el incremento de presión neutra en el agua en la capa localizada es, según (5.44)

$$\Delta p_b = m (\Phi_0 - \Phi_{res}) f(\gamma_b) \quad (5.45)$$

y esta expresión puede incluirse en la ley de comportamiento de la banda de corte (ecuación 5.23.a) para estudiar la respuesta τ_{band} (véase figura 5.8)

Con drenaje local

El extremo opuesto a la respuesta sin drenaje es la respuesta con drenaje para la que la deformación impuesta crece tan lentamente que el intercambio de masa fluida entre las capas elimina cualquier diferencia en la presión neutra. Este caso también se puede caracterizar considerando $\varepsilon \rightarrow 0$ en las ecuaciones 5.37 y 5.38. Sin embargo es preciso un análisis asintótico mas detallado para extraer las ecuaciones apropiadas. Por ello, para obtener la solución exacta, se comienza observando que la presión neutra es la misma en las dos capas

$$p_b = p_{out} = p \quad (5.46)$$

por lo que el último término en la ecuación (5.27) es nulo y la expresión para la deformación tangencial en la banda para este caso límite es:

$$\dot{\gamma}_b = \frac{\frac{\dot{\Gamma}_0}{1-\xi}}{\frac{\xi}{1-\xi} - \frac{(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b)}{G}} \quad (5.47)$$

En este caso se podría haber obtenido a partir de las ecuaciones generales 5.37 y 5.38 tomando el límite

$$\frac{\chi P}{\xi} \left[\frac{v_0 (\Phi_0 - \Phi_{res}) f'(\gamma_b)}{1 - \xi} \right] \rightarrow \frac{\xi}{1 - \xi} - \frac{(\tau_r - \tau_f) g'(\gamma_b)}{G}$$

Como en el caso anterior este resultado se usa para obtener la respuesta en la banda (véase la figura 5.8).

5.3.3. Parámetros numéricos

Aquí se reúnen los valores escogidos para los parámetros usados en el análisis. Se han obtenido de los experimentos descritos en el Capítulo 3 y corresponden a un ángulo de la banda de corte de 64° y a velocidad de deslizamiento constante de 43×10^3 (siendo la velocidad de desplazamiento la velocidad de deformación $\dot{\Gamma}_0$ multiplicada por la altura h del modelo) y $123 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ así como a cambios en las velocidades desde 0.05 a $0.5 \mu\text{m/s}$ (datos de laboratorio) y desde 43×10^3 a $123 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ (datos escogidos para estar en medio de los casos límite). El módulo elástico E se obtiene a partir de la pendiente de la parte elástica de las curvas de tensión-deformación axil. Su valor es $E = 28000 \text{ kPa}$. Por otro lado el módulo de rigidez G se calcula mediante la expresión elástica con $\nu = 0.3$ y vale $G = 10770 \text{ kPa}$. El módulo de descarga elástica m se considera igual a E . El parámetro geométrico ξ representa el cociente entre el volumen de la banda de corte y el total de la probeta y a lo largo del estudio vale $\xi = 0.065$. La altura equivalente del modelo, h , figura

5.1, se calcula suponiendo que el volumen de la probeta es el mismo que en el modelo y recordando la ecuación 5.22.

$$\xi = \frac{t_b}{h} \quad (5.48)$$

Los parámetros τ_r , τ_f de la ley tensión-deformación y la función normalizada $g(\gamma_b)$ y sus derivadas se obtienen de la figura 5.3 y el coeficiente de rozamiento utilizado es $m_0 = 0.6$. Los parámetros Φ_0 , Φ_{res} y $f'(\gamma_b)$ de la ley de porosidad se calculan sabiendo la respuesta volumétrica, dilatante en este caso y la relación de porosidades y deformación volumétrica tal como se indica en la sección 5.3.1. El coeficiente fenomenológico χ tiene unidades de $1/(\text{tensión} \times \text{tiempo})$. Puede relacionarse con el coeficiente de permeabilidad del suelo K , densidad del agua ρ , aceleración de la gravedad g y espesor de la banda t_b

$$\chi = \frac{K / \rho_0 g}{t_b^2} \quad (5.49)$$

Para el milonito simulado usado en los experimentos, se escogió un valor representativo del coeficiente de permeabilidad $K = 10^{-3} \text{ cm/s}$; $\rho = 10^3 \text{ Kg/m}^3$; $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ y $t_b = 4 \text{ mm}$ de modo que $\chi = 6.4 \cdot 10^{-5} \text{ (Pa. S)}^{-1}$. Este valor del coeficiente K de permeabilidad es un número conservador; tras llevar a cabo un ensayo de corte piezométrico constante para medir el coeficiente del milonito se obtuvo un valor $K = 60 \cdot 10^{-3}$. La tabla 5.3.3. resume los parámetros usados en este estudio.

5.3.4. Resultados y discusión

Se ha llevado a cabo un estudio sistemático de la respuesta en tensiones tangenciales en la banda de corte, τ_{band} , en función de γ_{band} para diferentes velocidades de corte $\dot{\Gamma}_0$. Ello incluye el análisis de casos límite, con drenaje local (velocidad de corte lenta) y sin drenaje local (velocidad rápida) así como algunos casos intermedios en que la velocidad de corte se mantiene constante y también varía con el tiempo según una rampa.

Usando diferentes respuestas según la magnitud de la velocidad de corte se estudió la respuesta en laboratorio y se calibró la importancia de la presión intersticial.

La figura 5.8 muestra las tensiones tangenciales en condiciones con y sin drenaje así como algunos casos intermedios. La respuesta para $E = 10^{-7}$ (datos de laboratorio) es prácticamente idéntica al caso drenado.

Este resultado sugiere que la velocidad de intercambio de masa fluida es mucho mayor que la velocidad de desplazamiento impuesta $v_0(t)$ que tiene valores del orden de $0.05 - 0.5 \mu\text{m/s}$.

Si se hace aumentar constantemente la velocidad de desplazamiento la tensión tangencial en la banda aumenta entre $43 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ y $123 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ y cuando crecen la respuesta en tensiones se acerca al caso sin drenaje local.

La figura 5.9 presenta la respuesta en tensión tangencial para varios casos en que la velocidad de desplazamiento crece con el tiempo según una función rampa. Puede observarse un punto anguloso en la tensión tangencial que corresponde a un cambio en la velocidad de desplazamiento.

Estas curvas se expresan en función del parámetro adimensional λ que relaciona el incremento de velocidad de corte, el tiempo t_R que tarda en cambiar la velocidad de corte y el coeficiente de difusión C

$$\lambda = \frac{C}{(\Delta v_0)^2 t_R} \quad (5.50)$$

En función de los resultados de laboratorio se tomó $C = 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, se usó un incremento de velocidades $\Delta v_0 = 123 - 43 \mu\text{m/s}$ y se varió el tiempo t_R entre 0.2; 0.5; 1 y 5 segundos. Conforme crece el tiempo t_R de cambio de la velocidad de corte, el parámetro λ disminuye de modo que el punto anguloso en los gráficos ocurre para deformaciones de corte menores para valores más altos de λ . La conclusión que puede extraerse de esta figura es que puesto que no hay quiebro importante en la respuesta en tensiones tangenciales debido a la presión neutra, el ensayo de laboratorio está desarrollándose en condiciones de drenaje local ($\lambda = 54 \cdot 10^6$; $\Delta v_0 = 0.46 \mu\text{m/s}$). Para tener un efecto visible en la respuesta de corte la velocidad de desplazamiento debe alcanzar por lo menos $6200 \mu\text{m/s}$. Para valores inferiores de las velocidades los resultados no se pueden distinguir de la cota inferior (caso de drenaje local). Este efecto es debido principalmente al alto valor del coeficiente de permeabilidad en el milonito simulado que es del orden de 10^{-5} m/s . Una granulometría más fina implicaría un menor valor del coeficiente de permeabilidad y por tanto mayores tiempos t_d de difusión; en este caso los efectos de la presión neutra serían importantes puesto que el parámetro adimensional E sería mayor que cero (límite de drenaje local).

Datos necesarios para el modelo

1. Geometría

- (a) Espesor adimensional de la banda $\xi = 0.065$
 (b) Ángulo de la banda $\beta = 264^\circ$
 (c) Altura equivalente del modelo $h = 62 \text{ mm}$

2. Relación tensión-deformación

- (a) Módulo de rigidez $G = 1.077 \times 10^4 \text{ kPa}$
 (b) Tensión tangencial inicial $\tau_r = 109 \text{ kPa}$
 (c) Tensión tangencial residual $\tau_f = 95.9 \text{ kPa}$
 (d) Pendiente de la ley normalizada $g'(\gamma_b) = 1.041$
 (e) Coeficiente de rozamiento $m_0 = 0.6$

3. Ley de porosidad

- (a) Módulo de Young $E = 28000 \text{ kPa}$
 (b) Porosidad inicial $\Phi_0 = 0.301$
 (c) Porosidad residual $\Phi_{res} = 0.306$
 (d) Pendiente de la ley normalizada $f'(\gamma_b) = 1.604$
 (e) Coeficiente fenomenológico $\chi = 6.4 \times 10^{-5} \text{ (kPa} \times \text{S)}$
 (f) Módulo elástico $m = 28000 \text{ kPa}$

4. Condiciones iniciales

- (a) Diferencia de presión intersticial $P_0 = 0$
 (b) Velocidad de deformación $\dot{\Gamma}_0$
-

Tabla 5.1. Parámetros necesarios para el modelo

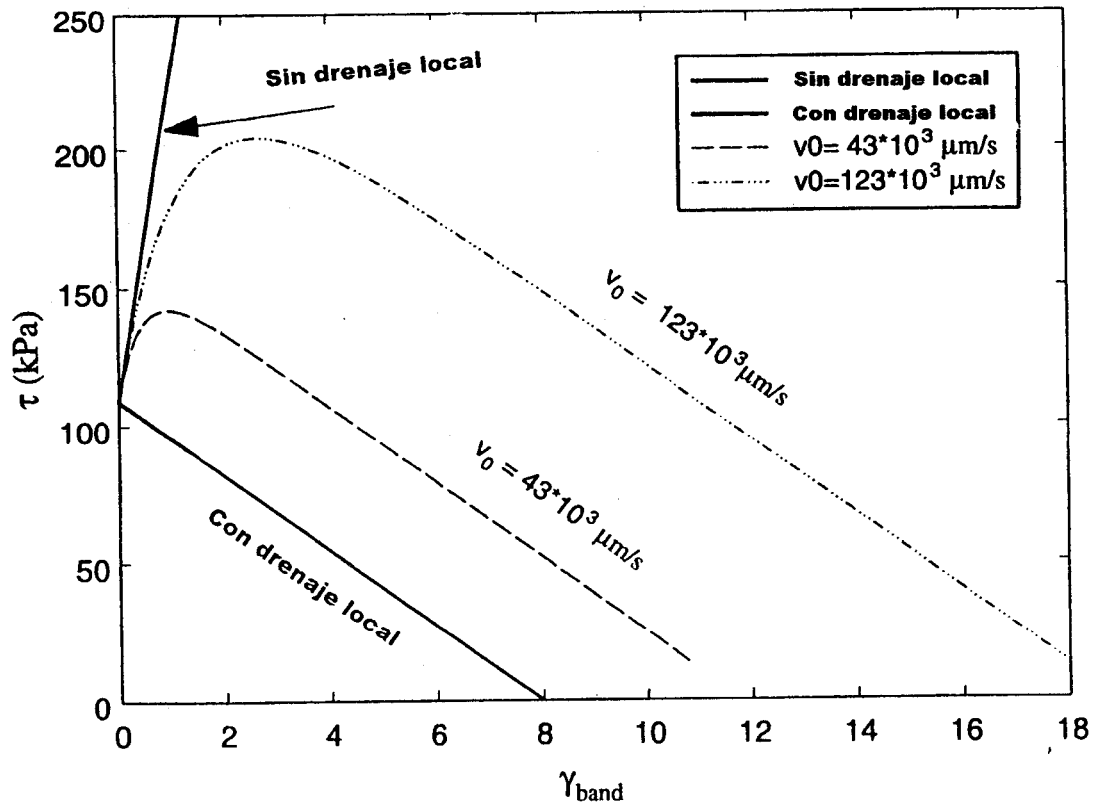


Figura 5.8: Tensión tangencial para diferentes valores constantes de la velocidad de desplazamiento

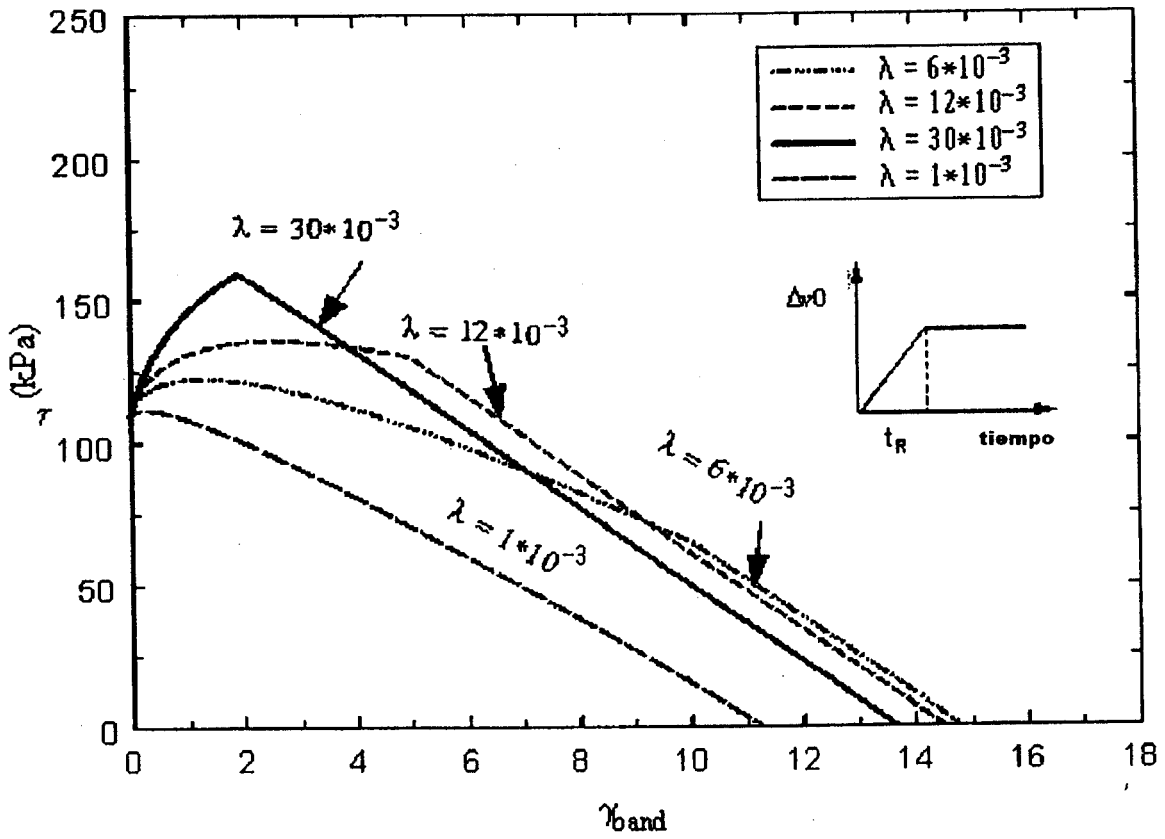


Figura 5.9: Tensión tangencial con valores diferentes del parámetro adimensional λ

Los experimentos de Lockner y Byerlee (1994) hacen pensar que los efectos debidos a la alteración de la presión neutra por la dilatación pueden superar los efectos intrínsecos al modelo de variable de estado y velocidad de deformación y controlar, por tanto la estabilidad de deslizamiento.

Esta conclusión difiere de la de Finno et al (1997) pero con diferentes valores de permeabilidad en ambos casos: en este último $k = 60 \cdot 10^{-5}$ m/s mientras que Lockner y Byerlee (1994) el coeficiente de permeabilidad en los ensayos sin drenaje (granito inalterado) fue $k = 5 \cdot 10^{-5}$ m/s. Con este número tan pequeño parece que el efecto debía ser importantísimo tal como se observó.

La figura 5.10 presenta la diferencia de presiones neutras entre la banda y el material exterior, $p_{band} - p_{out}$, en función del tiempo para diferentes coeficientes de permeabilidad variando entre 10^{-5} y $1.6 \cdot 10^{-7}$ m/s.

También incluye el efecto del cambio en la velocidad de desplazamiento en un tiempo $t_R = 4865$ s (escogido para claridad en la figura). El límite de drenaje local sería representado por una línea horizontal en cero puesto que tanto la presión en la banda como en el exterior son las mismas, y para el límite sin drenaje local los valores de las diferencias de presión son del orden de 10^4 kPa (no dibujado en esta figura por la escala). Los datos de laboratorio corresponden al dibujo con coeficiente de permeabilidad 10^{-5} m/s. Cuando crece el tiempo de difusión o disminuye el coeficiente de permeabilidad la diferencia de presiones es mayor lo que implica que la presión neutra afecta el comportamiento de la tensión de corte.

Obsérvese que el carácter negativo de la diferencia de presiones implica dilatación de la probeta.

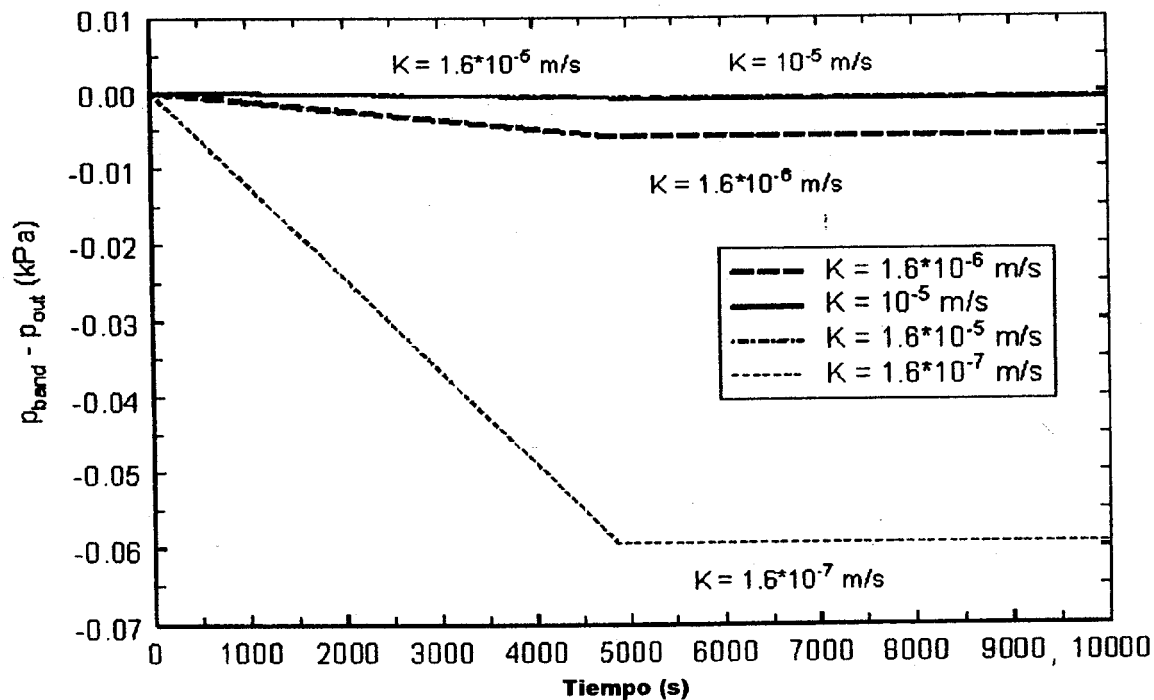


Figura 5.10: Diferencia de presiones neutras en función del tiempo para diferentes coeficientes de permeabilidad

5.3.5. Resumen

Se han llevado a cabo simulaciones numéricas para evaluar los efectos del flujo de fluido en la evolución y desarrollo de la estructura de la banda. Se ha desarrollado el modelo de dos capas del capítulo 5.2 para tener en cuenta la presión neutra en las leyes de comportamiento de la banda. En principio se supone constante la velocidad de deformación con lo que se calculan los casos límite con y sin drenaje local. Una vez resueltos estos casos se hace variar con el tiempo la velocidad de desplazamiento v_0 y se calcula su efecto en la tensión de corte.

Los resultados indican que puesto que debido a la inclusión de la presión neutra no hay quiebro apreciable en la respuesta, la probeta está en condiciones de drenaje local, es decir, el efecto de la presión neutra es menos pronunciado que los efectos intrínsecos de la velocidad y la variable de estado.

CAPITULO 6

CONCLUSIONES

El objeto de este trabajo es la interpretación de medidas directas de deformación en una banda de corte, en un milonito dentro del contexto de leyes de comportamiento con variaciones de velocidad y variable de estado. Se llevaron a cabo ensayos en un aparato de compresión en deformación plana fuertemente instrumentado, lo que permitió el registro fotográfico del proceso de deformación. Se midieron desplazamientos internos y a partir de ellos se calcularon las deformaciones. El primer objetivo era interpretar las medidas observadas en deformación con drenaje en función de la formulación con velocidad y variable de estado. El experimento se modeló mediante un sistema de un grado de libertad formado por un muelle y una deslizadera, con una forma hipotética de la ley de comportamiento cuyos parámetros se calcularon por comparación con la respuesta experimental ante cambios bruscos de velocidad. El segundo aspecto era la relación con los efectos del flujo de fluido puesto que en algunos casos los efectos debidos a la alteración de la presión neutra por la dilatancia pueden ocultar los intrínsecos debidos a la velocidad del deslizamiento.

Se llevaron a cabo cálculos numéricos para simular las deformaciones de la arena en una zona milonitizada y los efectos locales del flujo de fluido en la evolución y desarrollo de la estructura de la banda para determinar los efectos de la presión intersticial.

- Se presentan dos casos de salto positivo de velocidad (saltos 1 y 3) y una disminución de velocidad (salto 2). Corresponden a casos de aumento de resistencia con la velocidad ($a-b$ positivo). Esto coincide con los resultados de Byerlee y Summers (1976), Marone et al (1990) y Beeler y Tullis (1994) que indican efectos estabilizantes para el milonito en relación a ensayos de rozamiento en superficies limpias. Aunque este efecto depende de la microestructura del milonito, del rozamiento, esferor milonitizado (Marone y Kilgore 1993), se precisarían más datos experimentales para obtener conclusiones sobre la estabilidad del milonito.
- El crecimiento de la distancia crítica d_c con la disminución de la diferencia $a - b$ se puede explicar observando sus expresiones y observando que ambas magnitudes son inversamente proporcionales

Basándose en los resultados del Capítulo 5 se puede indicar lo siguiente sobre los efectos del flujo fluido.

- Aquí se han estudiado dos casos límite de corte (a velocidad de deformación constante): muy rápido de modo que no hay tiempo para el intercambio de masa fluida (caso sin drenaje) o tan lento que el intercambio de fluido entre las capas elimina cualquier diferencia entre las presiones neutras (caso con drenaje). Con ello se tienen cotas superior e inferior a la respuesta en tensiones tangenciales.

- Para el milonito simulado en este estudio, si la velocidad de desplazamiento v_0 se varía con el tiempo (cambio en rampa) ($\Delta v_0 = 0'46 \mu\text{m/s}$) y se calculan sus efectos en la tensión tangencial resultante, se obtiene que puesto que no hay quiebro en ésta debido a la inclusión de la presión neutra, el ensayo se está conduciendo en situación de drenaje local, es decir, el efecto de la presión neutra es menos pronunciado que los efectos intrínsecos del cambio de velocidad y la función de estado. La presión neutra sería importante en caso que la velocidad de desplazamiento superase los $6200 \mu\text{m/s}$. Para valores inferiores no hay diferencia con el límite correspondiente a drenaje local.
- En general, para diferentes materiales, cuando el tiempo de difusión t_d aumenta o el coeficiente de permeabilidad disminuye, las diferencias de presión (dentro y fuera de la banda) son más elevadas lo que indica que la presión neutra afecta el comportamiento tensión-deformación. Este resultado también fue obtenido de la presión neutra en milonitos de cuarzo con un coeficiente de permeabilidad muy inferior al utilizado en esta tesis y en consecuencia los efectos de la presión neutra controlaban la estabilidad del deslizamiento.

La recomendación final sería la aplicación de métodos estadísticos como los usados por Reinen y Weeks (1993) para obtener valores de los parámetros de la formulación en velocidad y variable de estado.

Por otro lado el estudio de una situación con drenaje global como la del Capítulo 5 permitiría obtener resultados que físicamente sean semejantes a lo que ocurre en la corteza terrestre. Ello es motivado por un conjunto de modelos que están especialmente aislados de la roca adyacente (Rice 1993, Sleep y Blandiekivick) y más recientemente los de Rudnicki (1984) y Alarcón (1995).

BIBLIOGRAFÍA

1. Alarcón, M.A. (1995). Effects of fluid flow on shear band evolution in undrained deformation. Master's thesis, Northwestern University, Evanston, IL.
2. Beeler, N. and Tullis, T. (1994). The roles of time and displacement in velocity-dependent volumetric strain of fault zones. *Journal of Geophysical Research* 102, 22595-22609.
3. Beeler, N., Tullis T., Blanpied, M. and Weeks, J. (1996). Frictional behavior of large displacement experimental faults. *Journal of Geophysical Research* 101, 8697-8715.
4. Blanpied, M., Marone, C., Lockner, D. and King, D. (1998). Quantitative measure of the variation in fault rheology due to fluid-rock interactions. *Journal of Geophysical Research* 103, 9691-9712.
5. Blanpied, M. , Tullis T., and Weeks, J. (1996). Effects of slip, slip rate, and shear heating on the friction of granite. *Journal of Geophysical Research* 103, 489-511.
6. Brace, W. F. and (1966). Stick-slip as a mechanism for earthquake. *Science* 153, 990-992.

7. Byerlee, J. D. and Summers, R. (1976). A note on the effects of fault gouge thickness on fault stability. *International Journal of Rock Mechanics* 13, 35-36.
8. Chester, F. (1994). Effects of temperature on friction: Constitutive equations and experiments with quartz gouge. *Journal of Geophysical Research* 99, 7247-7262.
9. Chester, F. And Higgs, N. (1992). Multimechanism friction constitutive model for ultrafine quartz gouge at hypocentral conditions. *Journal of Geophysical Research* 97, 1859-1870.
10. Dieterich, J. H. (1979). Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip. *Pure Applied Geophysical* 116, 790-806.
11. Dieterich, J. H. (1979). Modeling of rock friction, 1, experimental results and constitutive equations. *Journal of Geophysical Research* 84, 2161-2168.
12. Dieterich, J. H. (1979). A model for the nucleation of earthquake slip. In S. Das, J. Boatwright, and C. Sholz (Eds.). *Eartquake Source Mechanics*, Washington D.C., pp. 37-47.
13. Dieterich, J. H. (1979). Earthquake nucleation on faults with rate and state dependent strength. *Tectonophysics* 211, 115-134.

14. Finno., R.J., Alarcón, M.A., Mooney, M. and Viggiani G. (1997, September). Shear bands in active plain strain active test of moist tamped and pluviated sands. In *XIV International Conference on Soil Mechanics*, Hamburg, Germany.
15. Finno., R.J., Harris, W. and Mooney, M.. (1996). Strain localization and undrained steady state of sand. *Journal of Geotechnical Engineering* 122, 462-463.
16. Finno., R.J., Harris, W. and Mooney, M.. (1997). Shear bands in plain strain compression of loose sand. *Geotechnique* 47(1), 149-165.
17. Finno. and Rhee, Y.. (1993). Consolidation, pre- and post-peak shearing responses from internally instrumented biaxial compression device. *Geotechnical Testing Journal* 16 (4), 496-509.
18. Gu., J., Rice, J. Ruina, A. and Tse, S.. (1984). Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction. *Journal of Mechanics and Physics of Solids* 32(3), 167-196.
19. Harris, W. W. (1994). Localization of loose granular soils and its effect on undrained steady state strength. Ph. D. thesis, Northwestern University, Evanston, Il.

20. Linker., M.F., and Dieterich, J. H.. (1992). Effects of variable normal stress on rock friction, observations and constitutive equations. *Journal of Geophysical Research* 97, 4923-4940.
21. Lockner., D.A., and Byerlee, J. D.. (1994). Dilatancy in hydraulically isolated faults and the suppression of instability. *Geophysical Research Letters* 21 (22), 462-463.
22. Malvern L. E. (1969). Introduction to the mechanics of a continuous media. Prentice-Hall, Inc.
23. Marone, C. and Kilgore, B. (1990). Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones. *Nature* 32, 618-621.
24. Marone, C., Raleigh, C. B. and Scholz, C. H. (1990). Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge. *Journal of Geophysical Research* 95, 7007-7025.
25. Marone, C., and Scholz, C. H. (1988). The depth of seismic faulting and the upper transition from stable to unstable slip regimes. *Geophysical Research Letters* 15, 621-624
26. Mokni, M. (1992). Relations entre deformations en masse et deformations localises dans les materiaux granulaires. Ph. D. thesis, Université J. Fourier, Grenoble, France

27. Mooney, M. A. (1996). An experimental study of strain localization and the behavior of sand. Ph. D. thesis, Northwestern University, Evanston, Il.
28. Morrow, C., and Byerlee, J. (1989). Experimental studies of compaction and dilatancy during frictional sliding on faults containing gouge. *Journal of Structural Geology* 11 (7), 815-825.
29. Perrin, G., Rice, J. and Zheng, G. (1995). Self-healing slip pulse on a frictional surface. *Journal of Mechanics of Physics and Solids* 43, 1461-1495.
30. Rechenmacher, A. (1999). Effects of consolidation history in critical state of sands. Ph. D. thesis, Northwestern University, Evanston, Il.
31. Reinen, L. And Weeks, J.(1993). Determination of rock friction constitutive parameters using an iterative least square inversion method. *Journal of Geophysical Research* 98, 15937-15950.
32. Rhee, Y. (1991). Experimental evaluation of strain-softening behavior of normally consolidated Chicago clay in plane strain compression. Ph. D. thesis, Northwestern University, Evanston, Il.
33. Rice, J. R. (1993). Spatio-temporal complexity of slip on a fault. *Journal of Geophysical Research* 98, 9885-9907.

34. Rice, J. R. And Gu, L. (1983). Earthquake aftereffects and triggered seismic phenomena. *Pure Applied Geophysics* 121, 187-219.
35. Rudnicki, J.W. (1984). Effects of dilatant hardening on the development of concentrated shear deformation in fissured rock masses. *Journal of Geophysical Research* 89, 9259-9270.
36. Rudnicki, J.W. and Chen, C.H.(1988). Stabilization of rapid frictional slip on a weakening fault by dilatant hardening. *Journal of Geophysical Research* 93, 4745-4757.
37. Rudnicki, J.W., Finno, R. J., Alarcón, M.A. and Mooney, M.A.(1996 September). Coupled deformation-pore fluid diffusion effects on the development of localized deformation in fault zone In G. Barla (Ed.), *Predictions and Performance in Rock Mechanics and Rock Engineering*, Torino, Italy, pp. 1261-1268. Associazione Geotecnica Italiana.
38. Ruina, A. (1983). Slip instability and state variable friction laws. *Journal of Geophysical Research* 88, 10359-10370.
39. Ruina, A. (1980). Friction laws and instabilities: A quasistatic analysis of some dry frictional behavior. Ph. D. thesis, Brown University, Providence, RI.

40. Scholz, C.H. (1988). The critical slip distance for seismic faulting. *Journal of Geophysical Research* 88, 761-763.
41. Scholz, C.H., Wyss, M. and Smith, S. W. (1969). Seismic and aseismic slip on the San Andreas fault. *Journal of Geophysical Research* 74, 2049-2069.
42. Segall, P. and Rice, J.R. (1995). Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault. *Journal of Geophysical Research* 100, 155-171.
43. Shimanato, T. (1986). Transition between frictional slip and ductile flow for halite shear zones at room temperature. *Science* 231, 711-714.
44. Sleep, N.H. and Blanpied, M.L. (1992). Creep, compaction and the weak rheology of major faults. *Nature* 359, 155-171.
45. Tullis, T. E. and Weeks, J.D. (1986). Constitutive behavior and stability of frictional sliding of granite. *Pure Applied Geophysics* 359, 383-414.
46. Vardoulakis, I. and Drescher, A. (1988). Development of biaxial apparatus for testing frictional and cohesive granular media. Technical report, National Science Foundation.

-
47. Viggiani, G., Finno, R.J. and Harris, W. W. (1994). Experimental observations of strain localization in plane strain compression of a stiff clay. In *Third International workshop on Localization and Bifurcation Theory for Soils and Rocks*, Aussois, France.
48. Weeks, J. D. And Tullis, T.E. (1985). Frictional behavior of dolomite: a variation in constitutive behavior. *Journal of Geophysical Research* 90, 7821-7826.