

## ANÁLISIS ESTRUCTURAL DE DIQUES DEFORMADOS EN LA PENINSULA DE MEJILLONES, NORTE DE CHILE

JORGE J. SKARMETA

Inst. Invest. Geológicas. Casilla 10465, Santiago, Chile

### RESUMEN

En este estudio se entregan los resultados de la determinación del estado de deformación de diques basálticos cizallados, emplazados en fallas rígidas conjugadas de la península de Mejillones, Norte de Chile.

Se utiliza el método propuesto por Ramsay y Graham (1970) para estudiar un dique de 25 cm de ancho, en el cual se determina un desplazamiento de por lo menos 200 cm, el 50% de éste localizado en los bordes. La deformación fue por cizalle simple en dos dimensiones. La relación de los ejes mayor y menor de la elipse aumenta por lo menos 100 veces, desde el centro hacia los bordes del dique.

Basado en un modelo de viscosidad lineal, se concluye que la deformación se produjo en dos incrementos, ambos íntimamente relacionados con la variación de la viscosidad durante el enfriamiento. Se sugiere que el segundo y último incremento comenzó en el momento de la cristalización y finalizó en el momento que el fluido se transformó en uno no-newtoniano.

Estimaciones de velocidad de deformación indican un aumento, de por lo menos un orden de magnitud, hacia el término de la deformación, esto es, alrededor de los 1.120°C.

### ABSTRACT

The results of a study of the state of strain inside sheared dykes from Peninsula de Mejillones (Northern Chile) are reported. These dykes are localized within conjugate (riedel) brittle shears, and deformation has been by simple shear. The strain and displacement were measured based on Ramsay and Graham's (1970) method.

Displacements of at least 200 cm have been measured at a 25 cm wide dyke, 50% of this amount was taken up by the marginal contacts. The strain ellipse principal axis ratio varies from 1:1 to 1:100 away from the dyke center.

A linear viscous model is thought to best represent the flow distortions. This model suggests that there were two deformational increments, both strongly related to viscosity variations that, in turn, were related to temperature changes during cooling. The final stages of the second increment can be related to a transition towards non-newtonian flow. This situation has been previously described in tholeiitic basalts which have cooled below a certain temperature.

Strain rate estimates show an increase of at least one order of magnitude, towards the final stages, at about 1,120°C.

### INTRODUCCION

En la parte suroeste de Península de Mejillones, norte de Chile, aflora una serie de rocas cataclásicas y miloníticas, que tuvo una complicada historia deformacional (Skarmeta y Suárez, 1979, ver Fig. 1 para ubicación). Probablemente, esta serie de rocas, en parte, represente una zona de cizalle dúctil en la cual los diques y bandas tienden a orientarse paralelamente a la foliación milonítica, originada durante la misma deformación.

Existe además una generación de diques de composición basáltica que atraviesan discordante-

mente la foliación. Estos diques muestran contactos muy rectos y nítidos con las rocas de caja, lo que indica claramente que son posteriores a todos los eventos relacionados con la zona de cizalle.

En este trabajo, se analiza la deformación y el desplazamiento ocurridos dentro de los diques, a partir de la orientación y alineación que muestran los cristales de los mismos. Mapeos sistemáticos posteriores de estos diques pueden ayudar a clarificar la historia estructural del sector.

El estudio puede ser dividido en dos partes. Primero, se determina de qué forma estos diques muestran deformación interna y se intenta cuantificarla para, a su vez, relacionarla con las fallas que, se presume, la causaron. Seguidamente, considerando un modelo geológico de viscosidad li-

neal, se interpreta la deformación como ocurrida dentro de un conjunto de fallas conjugadas, que canalizaron el magma basáltico y que éste sólo se deformó mientras la temperatura mantuvo la viscosidad lo suficientemente baja.

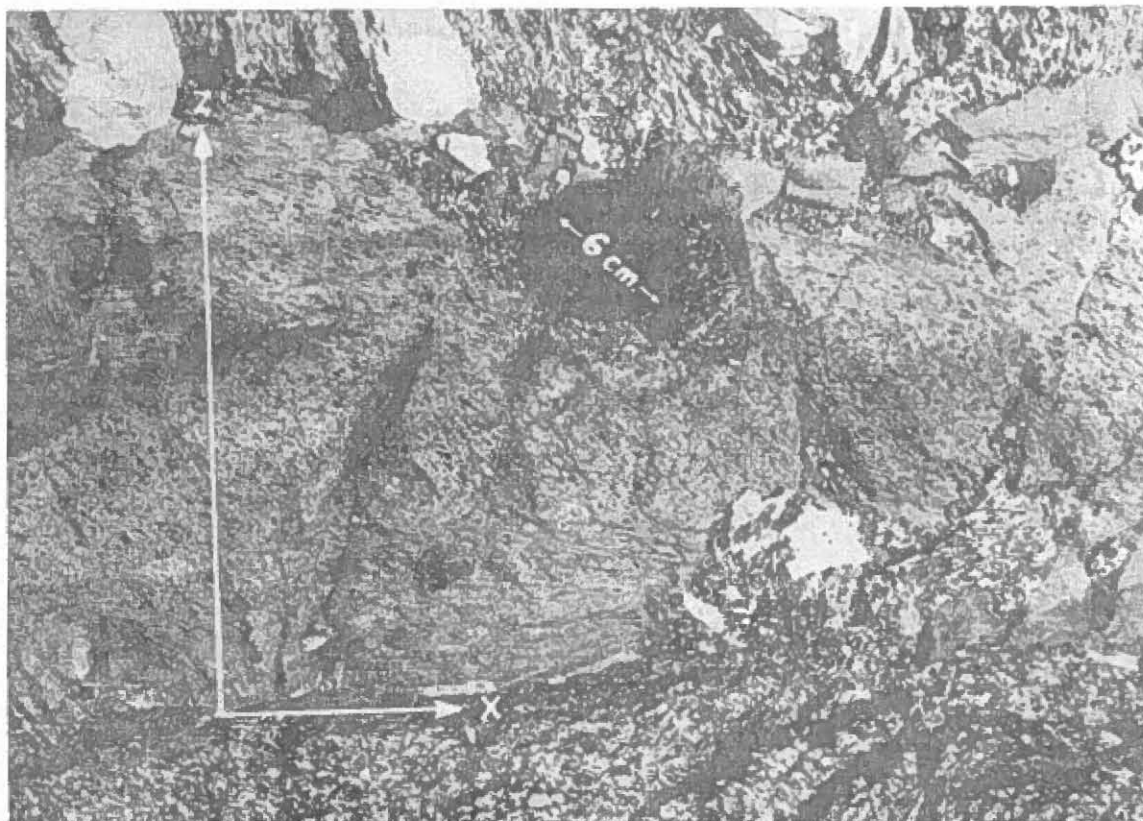


FIG. 1. Dique basáltico cizallado de la península de Mejillones. La línea indica ubicación aproximada de las mediciones de  $\theta'$ .

#### MARCO ESTRUCTURAL

El hecho que todos estos diques presenten contactos nítidos, rectos y discordantes con la roca de caja no deformada significa que ésta se fracturó rígidamente. Se estima, basado en esta situación, que los diques se inyectaron por estas fracturas, y la orientación de los diques indicaría la orientación de ellas (suponiendo que no haya habido rotación posterior del bloque rígido).

Los diques, en su mayoría, tienen rumbo nort-sur y se presentan inclinados hasta  $70^\circ$ , tanto hacia el E como hacia el W. Su ancho es variable entre 10 y 35 cm, pero son más frecuentes aqué-

llos de entre 20 y 30 cm. Los diques de poco espesor presentan una foliación y orientación de fenocristales más homogéneas y penetrativas que los más anchos, observándose rara vez la transición a zonas centrales menos deformadas, como sucede en estos últimos.

En general, se ha podido determinar que, en aquéllos inclinados al W, descende el bloque occidental, mientras que en aquéllos inclinados al E, descende el bloque oriental. Este hecho se concluyó basado en la distribución sigmoidal de los fenocristales dentro de los diques, los que mues-

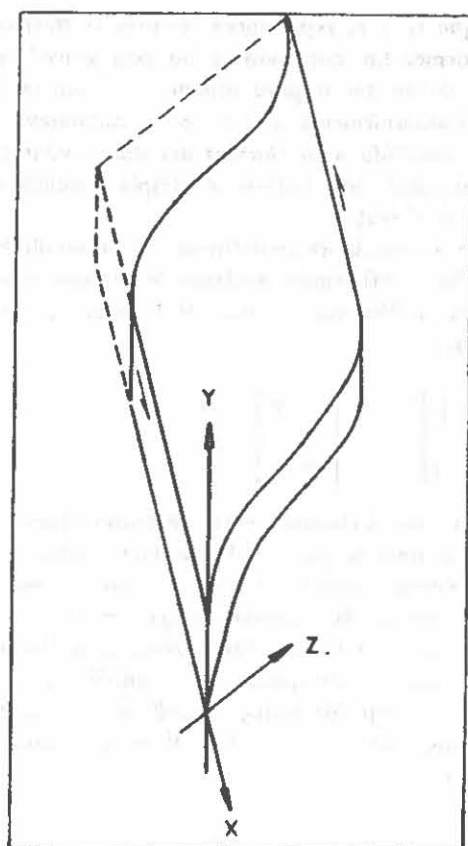


FIG. 2. Sistema de coordenadas cartesianas utilizado en este trabajo. Eje Z perpendicular a las paredes del dique; eje Y dirección en que los cristales tienen el mismo tamaño, tanto en partes deformadas como no deformadas; eje X contenido en la pared del dique, corresponde a la dirección del cizalle.

tran desplazamientos sinistral y dextral, respectivamente. Esta situación sugiere que se trata de un conjunto de fallas conjugadas del tipo "riedel" (Tchalenko, 1970), cuyo desplazamiento puede ser medido en cada dique.

La deformación se evidencia en la orientación de los fenocristales de piroxeno. En los bordes de los diques, donde la deformación es máxima, la orientación de los fenocristales da origen a una foliación. Donde esta esquistosidad se comienza a insinuar y donde sólo hay algunos fenocristales orientados (hacia el centro del dique), aquella forma ángulos cercanos a los  $40^{\circ}$ - $45^{\circ}$  con el borde del dique, mientras que, en los bordes, este ángulo no sobrepasa los  $3^{\circ}$  (Fig. 1). De acuerdo con estas observaciones, la esquistosidad parece no ser paralela a la zona de cizalle (eje X del sistema de coordenadas elegido, Fig. 2), sino perpendicular a la dirección del máximo acortamiento, tal como fuera sugerido por Ramsay y Graham (1970).

#### METODO UTILIZADO PARA MEDIR LA DEFORMACION

El método utilizado para medir la deformación de cizalle y el desplazamiento es una adaptación del método propuesto por Ramsay y Graham (1970), modificado en cuanto la deformación aumenta desde el centro de la zona hacia los bordes. Por esta razón, los desplazamientos medidos deben ser considerados mínimos, ya que, desplazamientos posteriores, por fractura rígida, no pueden ser determinados con el método utilizado aquí.

En la Tabla 1 se entrega un listado de la densidad determinada en 6 muestras. Las muestras 260-263 provienen de un perfil transversal del dique ilustrado en la Fig. 1, y las otras dos, de diques diferentes. Del estudio de estos valores se puede observar que la densidad de la parte central, poco deformada, es igual a la de los bordes altamente foliados. Se puede concluir que, si la densidad de las rocas no deformadas es igual a la de las deformadas, no se produjo variación de ella

durante la deformación y, por lo tanto, tampoco hubo cambios de volumen.

TABLA 1

| Muestra | Densidad (gr/cm <sup>3</sup> ) |
|---------|--------------------------------|
| 38-1    | 2.71                           |
| 38-2    | 2.68                           |
| 260     | 2.80                           |
| 261     | 2.81                           |
| 262     | 2.81                           |
| 263     | 2.81                           |

Si la deformación se produjo a volumen constante y no hubo deformación perpendicular al plano XZ, tal como se infiere por la homogeneidad del tamaño de los cristales en esa dirección (eje Y), la deformación puede ser considerada

plana (descartando la deformación homogénea a todo lo ancho de los diques).

Una deformación en dos dimensiones y a volumen constante, unida a una gradación hacia rocas no deformadas en el sector central de los diques, indica que los desplazamientos, dentro de la zona deformada, pueden ser atribuidos a cizalle simple, ya que ningún otro tipo de desplazamiento es compatible con las restricciones de simetría y deformación dentro de la zona deformada (Ramsay, 1967).

Este trabajo muestra las relaciones entre el cizalle heterogéneo y el desplazamiento que produce, medido en el plano XZ o cerca del plano XZ, en diques deformados (Figs. 2 y 3).

La deformación (strain) de cizalle simple (simple shear) ( $\gamma$ ) y la deformación de cizalle angular ( $\psi$ ) se puede determinar a partir de la bien conocida relación (Ramsay, 1967; Jaeger, 1969):

$$\gamma = \tan \psi \quad (1)$$

La teoría de la deformación heterogénea puede ser simplificada considerando situaciones de deformación homogénea finito-puntual, en que las coordenadas de los puntos, en el estado deformado, tienen una relación lineal de compatibilidad con las del estado no deformado que, en notación matricial, es (Jaeger y Cook, 1969):

$$\begin{bmatrix} X' \\ Z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} t_1 \\ t_2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

ó

$$X' = MX + t$$

en que  $t_1$  y  $t_2$  representan vectores de traslación uniforme. En este caso,  $t$  no será considerado ( $t = 0$ ), lo que implica suponer, tal como se explicó anteriormente, que *no hubo fallamiento rígido asociado a los bordes del dique* y, por lo tanto, para este análisis, el desplazamiento medido es el real.

Para situaciones de deformación de cizalle simple, los coeficientes escalares de (2) son equivalentes a (Ramsay, 1967; Verhoogen y otros, 1970):

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \gamma \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

matriz que es claramente no simétrica (rotacional), lo que implica que puede ser factorizada en un componente rotacional y en otro irrotacional. La dirección de la máxima elongación ( $\sqrt{\lambda_1}$ ) respecto al eje X (paredes de la zona de cizalle, Fig. 2) forma, en cada punto, un ángulo  $\theta'$ . Algebraicamente, se puede deducir que  $\theta'$  está relacionado con los coeficientes de (3) (Ramsay y Graham, 1970).

$$\tan 2\theta' = \frac{2(ac + bd)}{a^2 + b^2 - c^2 - d^2} \quad (4)$$

reemplazando en (4) los valores de la matriz equivalente (3), se obtiene que:

$$\tan 2\theta' = \frac{2}{\gamma} \quad (5)$$

relación que permite calcular las variaciones de  $\gamma$  a todo lo ancho (Z) de la zona de cizalle.

## DEFORMACION DE CIZALLE Y DESPLAZAMIENTO

La Fig. 4 muestra que, para un ancho infinitesimal  $dZ$  habrá un desplazamiento  $dS$  también infinitesimal, ambos relacionados entre sí a través de (Fig. 4):

$$\gamma = \frac{dS}{dZ} \quad (6)$$

ó

$$dS = \gamma dZ \text{ que, al límite, se transforma en}$$

$$S = \int_0^Z \gamma dZ \quad (7)$$

La ecuación representa la magnitud  $S$  entre los puntos O y Z.

Estos valores normalmente no pueden ser medidos directamente en el terreno, debido a la exposición incompleta de las caras XZ en los diques.

Para determinar  $\gamma$  y  $S$ , se hicieron varios per-

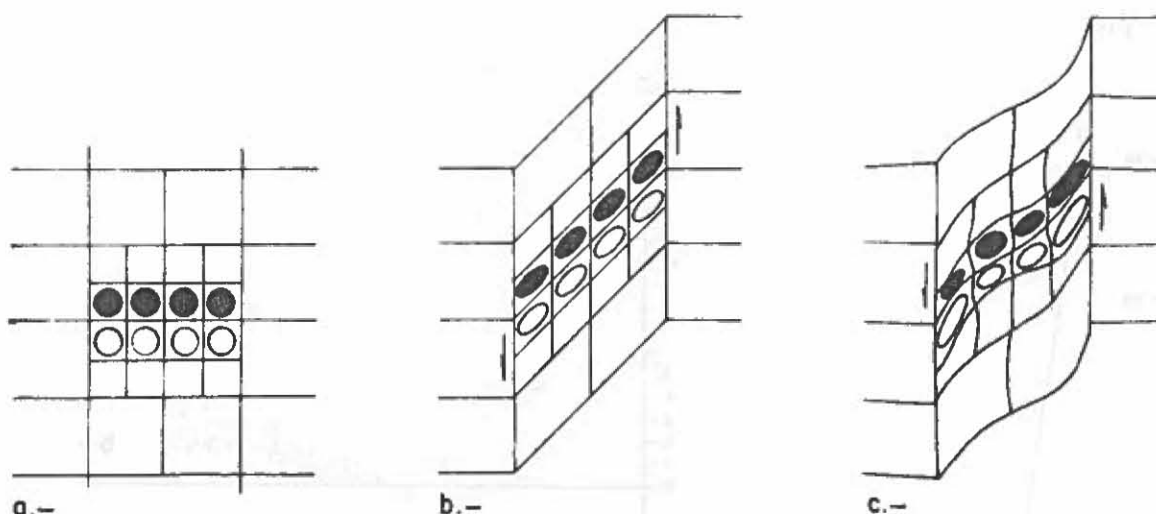


FIG. 3. Geometría de la deformación en dos dimensiones; a) estado no deformado, b) deformación homogénea; c) deformación heterogénea (esquemática).

files a lo ancho ( $Z$ ) del dique midiendo, en cada caso, cerca de 100 valores de  $\theta'$  (Fig. 1). Ocupando la relación (5) se obtuvieron valores  $\gamma$  que se graficaron versus  $Z$  ( $Z$  varía en este ejemplo de 0-25 cm, Fig. 5). El área bajo la curva  $\gamma/Z$  representa el valor de  $S$  total, equivalente a la evaluación de la integral de la ecuación (7).

La Fig. 5a ilustra la forma de una curva  $\gamma/Z$ , cuyos valores fueron medidos en el tramo indicado en la Fig. 1. Se buscó la mejor ecuación de la curva que se ajustara a los puntos graficados y se obtuvieron polinomios discontinuos válidos entre ciertos tramos, para todos los ejemplos considerados. Cuando se consideró más de un perfil (Fig. 5b y c) los límites de validez y las diferentes curvas que se insinúan, son distintos lo que, en sí, prueba que esta deformación es heterogénea, del tipo ilustrado en la Fig. 3c.

En general, se determinó que las curvas que mejor se ajustan a los valores de los gráficos  $\gamma/Z$  son polinomios de la forma:

$$\gamma = A_0 + A_1 Z + A_2 Z^2 \quad (8)$$

en la cual los coeficientes  $A_i$  varían según el tramo, el ancho y la ubicación del perfil.

Las ecuaciones de las curvas mostradas en la Fig. 5a son:

entre 0 - 12 cm

$$\gamma_0^{12} = 42,51 - 8,96 Z + 0,46 Z^2 \quad (9)$$

entre 12 - 18 cm

$$\gamma_{12}^{18} = -2,5 + 0,02 Z^2, \text{ y } \quad (10)$$

entre 18 - 25 cm

$$\gamma_{18}^{25} = -14,29 - 1,71 Z + 0,06 Z^2 \quad (11)$$

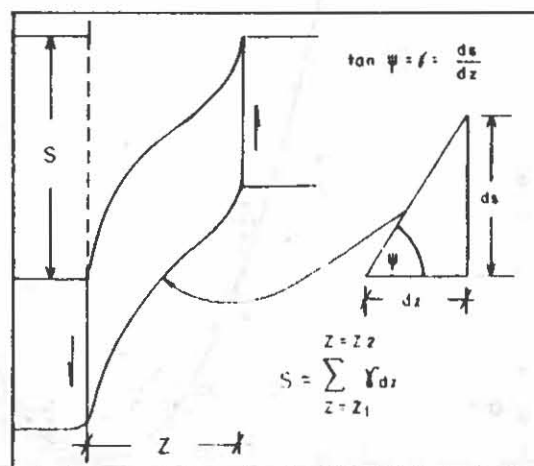


FIG. 4. Medición de la deformación de cizalle a través del dique. El desplazamiento total se obtiene sumando los desplazamientos infinitesimales.

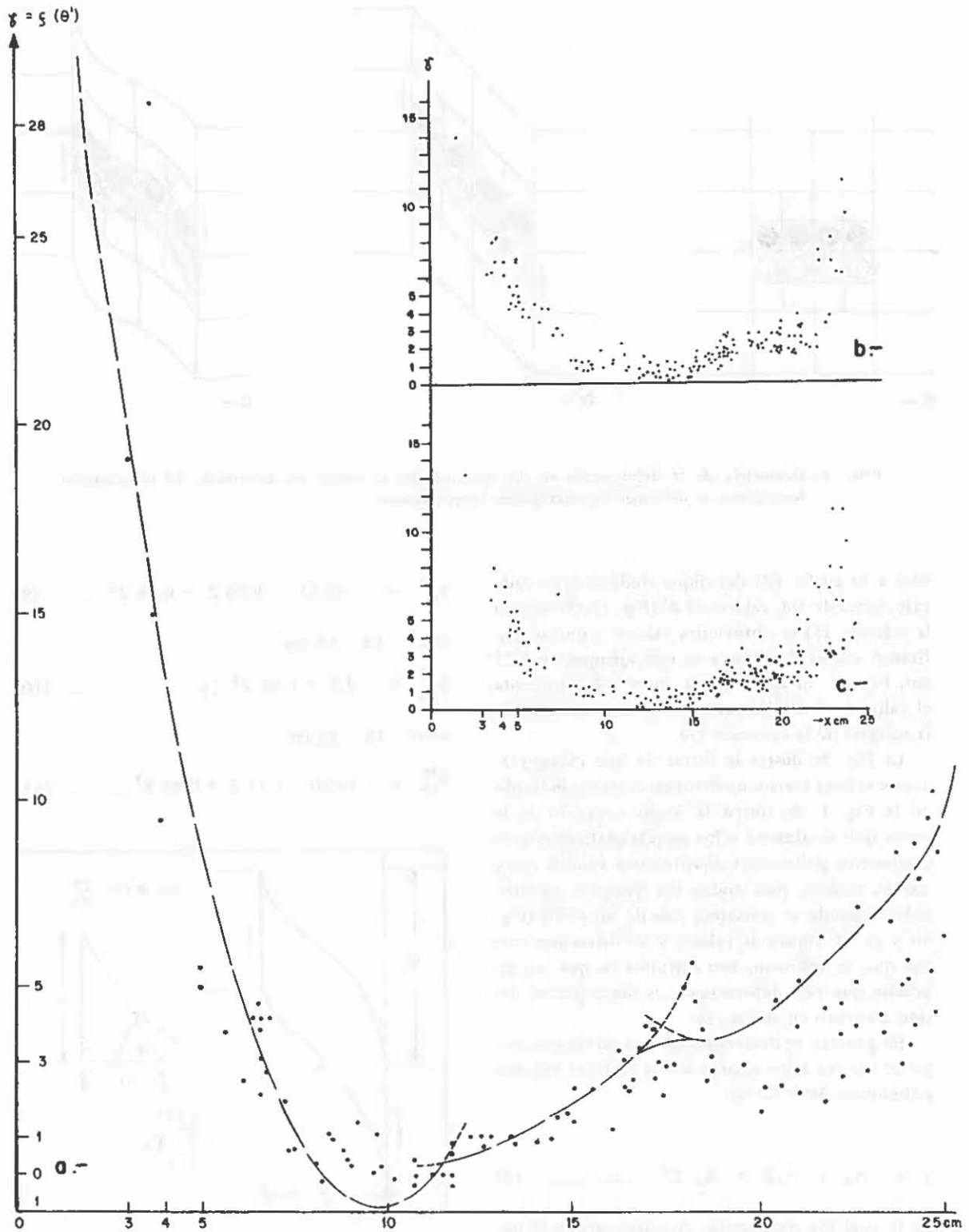


FIG. 5. Gráficos que muestran las variaciones de  $\gamma$  a través del dique. a) puntos medidos en el dique de la Fig. 1, aproximadamente según la línea indicada. Las curvas corresponden a la mejor ecuación ajustada según estas medidas (ecuaciones (9), (10) y (11) en el texto, b) y c) otras secciones.

La deformación total de cizalle simple está indicada por la sumatoria de las deformaciones parciales de cada tramo, de tal modo que:

$$\gamma_{\text{Tot}} = \gamma_0^{12} + \gamma_{12}^{18} + \gamma_{18}^{25} \quad (12)$$

Sustituyendo (9), (10) y (11) en (12) y el valor de (12) en (7), se obtiene el desplazamiento total  $S_{\text{Tot}}$ :

$$S_{\text{Tot}} = \int_0^{25} \gamma_T dZ = \int_0^{12} \gamma_0^{12} dZ + \int_{12}^{18} \gamma_{12}^{18} dZ + \int_{18}^{25} \gamma_{18}^{25} dZ \quad (13)$$

$$+ \int_{18}^{25} \gamma_{18}^{25} dZ \quad (13)$$

La ecuación resuelta es equivalente al área bajo la curva  $\gamma/Z$  de la Fig. 5a, para la cual se obtiene un valor próximo a los 200 cm. Si (13) se evalúa entre 3 y 24 cm,  $S_{\text{Tot}}$  sólo llega a 90 cm, concluyéndose que alrededor del 50% del desplazamiento está ubicado en los bordes del dique.

## FORMA Y ORIENTACION DEL ELIPSOIDE

La medición de los ejes mayor y menor del elipsoide de deformación (el eje intermedio no sufre modificación) se ve limitada por la dificultad de medir con precisión tamaños pequeños. Sin embargo se midieron algunos ejes y se determinó así la relación entre ellos, en los cristales de contornos bien nítidos.

La relación medida de los semi-ejes mayor y menor  $\sqrt{\lambda_1/\lambda_3}$  ha sido representada por puntos en la Fig. 6. En esta misma figura, se muestran las curvas de variación de  $\sqrt{\lambda_1/\lambda_3}$ ,  $\sqrt{\lambda_1}$  y  $\sqrt{\lambda_3}$ , a todo lo ancho del dique. Estos valores fueron obtenidos a partir de las ecuaciones teóricas tradicionales de la deformación heterogénea (Ramsay y Graham, 1970):

$$(1 + e_1)^2 = \lambda_1 = (a^2 + b^2 + c^2 + d^2) + \sqrt{(a^2 + b^2 + c^2 + d^2)^2 - 4(ad - bc)^2} \quad (14)$$

$$(1 + e_3)^2 = \lambda_3 = (a^2 + b^2 + c^2 + d^2) - \sqrt{(a^2 + b^2 + c^2 + d^2)^2 - 4(ad - bc)^2} \quad (15)$$

en que  $e$  es la extensión que haya sufrido una línea unitaria.

Reemplazando los valores de (3) en (14) y (15), y operando algebraicamente, se obtuvieron los valores representados en las curvas de la Fig. 6.

Se observa también, en esta figura, la variación de la forma de la elipse hacia los bordes del dique; donde las curvas  $\sqrt{\lambda_1}$  y  $\sqrt{\lambda_3}$  tienden a juntarse coinciden con la curva  $\sqrt{\lambda_1/\lambda_3}$ . En estos sectores,  $\sqrt{\lambda_1/\lambda_3}$  tiende a 1, indicando la presencia de un círculo poco deformado, en contraste con una relación superior a 100 en los bordes del dique. De la observación de la Fig. 6, puede inferirse también que las modificaciones mayores de la forma de la elipse se producen hacia los 5 cm marginales, justamente donde el desplazamiento alcanza al 50% del total (ver ecuación 13). Las trazas de  $\sqrt{\lambda_1}$  (iguales a las trazas de la esquistosidad en XZ), representan las trayectorias de la deformación finita, que indican la variación angular de la deformación, a partir de los sectores centrales no deformados.

Al comparar los valores medidos (puntos en la Fig. 6) con los valores determinados a partir de las ecuaciones de cizalle simple (curvas en la Fig. 6), se ve una buena correspondencia entre ellos.

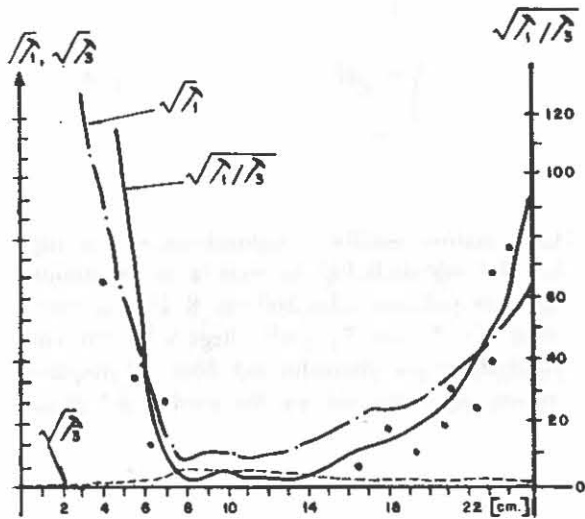


FIG. 6. Variación de  $\sqrt{\lambda_1}$ ,  $\sqrt{\lambda_3}$  y  $\sqrt{\lambda_1/\lambda_3}$  a través del dique según los datos obtenidos de la Fig. 5a. Los puntos corresponden a mediciones realizadas directamente. Nótese la correspondencia relativamente buena.

### ROTACION DEL CUERPO RIGIDO

El ángulo de rotación que haya sufrido un elemento es:

$$\omega = \theta' - \theta \quad (16)$$

en que  $\omega$  es el ángulo de rotación de una línea de un cuerpo rígido que, originalmente, formaba un ángulo  $\theta$  con el eje X y que, luego, se transforma en la línea de mayor elongación ( $\sqrt{\lambda_1}$ ), formando un ángulo  $\theta'$  con el eje X.

Se desprende de la matriz (3) que esta deformación tuvo rotación asociada, ya que no es simétrica respecto a su diagonal principal. Esto significa que, operando con álgebra de matrices, se puede determinar la componente de rotación pura y la componente de deformación pura, sin rotación. De esta matriz se puede derivar la componente de rotación  $\omega$  (Ramsay y Graham, 1970).

$$\tan \omega = \frac{c - b}{a - d} \quad (17)$$

Reemplazando los valores de (3) en (17), se tiene que:

$$\tan \omega = -\frac{1}{2}\gamma \quad \text{ó}$$

$$\omega = \arctan \left( -\frac{\gamma}{2} \right) \quad (18)$$

relación que muestra, claramente, que el ángulo de rotación  $\omega$  es directamente proporcional a  $\gamma$ .

De (17) y (18) se desprende que, dentro de esta zona de cizalla, la deformación es irrotacional o levemente rotacional sólo donde  $\gamma$  tiene valores comprendidos entre 0 y 2, vale decir, aproximadamente entre  $Z=8,5$  y  $Z=12$ . Es justa-

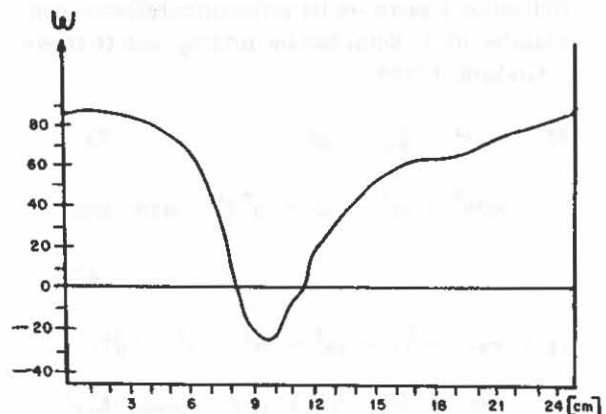


FIG. 7. Rotación de cuerpo rígido a través del dique.

mente entre estos límites donde la foliación comienza a insinuarse y donde forma ángulos próximos a los  $45^\circ$  con el eje X (ver Fig. 5 y Marco

Estructural). Los valores  $\omega/Z$  están representados en la Fig. 7, donde se observa una fuerte variación hacia los extremos del dique.

#### MODELO DE DEFORMACION

Basado en los antecedentes geológicos, que indican que estos diques se inyectaron por fracturas rígidas de bordes planares, se considerará que el magma inyectado fue un fluido viscoso que se deformó, en el mismo lugar, por movimiento de las fallas por las que intruyó. Esta suposición se apoya, en gran medida, en las evidencias de asimetría, (ya que, si la foliación y orientación de los cristales se hubiera producido por flujo durante la intrusión, ésta debería ser simétrica respecto al eje X) y en la existencia de irregularidades y grietas en la roca de caja. Estas irregularidades están, en

algunos casos, rellenas por basaltos deformados, por ejemplo, con orientación de cristales según pliegues parásitos, con asimetría en la dirección del movimiento de cizalle con respecto a la del resto del dique (Fig. 8).

Se puede suponer que el movimiento de la falla fue facilitado por el magma inyectado, el que redujo la resistencia cinética a la fricción y, a la vez, actuó como lubricante. Es posible suponer que esta falla se detuvo cuando no existió más lubricante, por ejemplo, debido a la solidificación del magma.

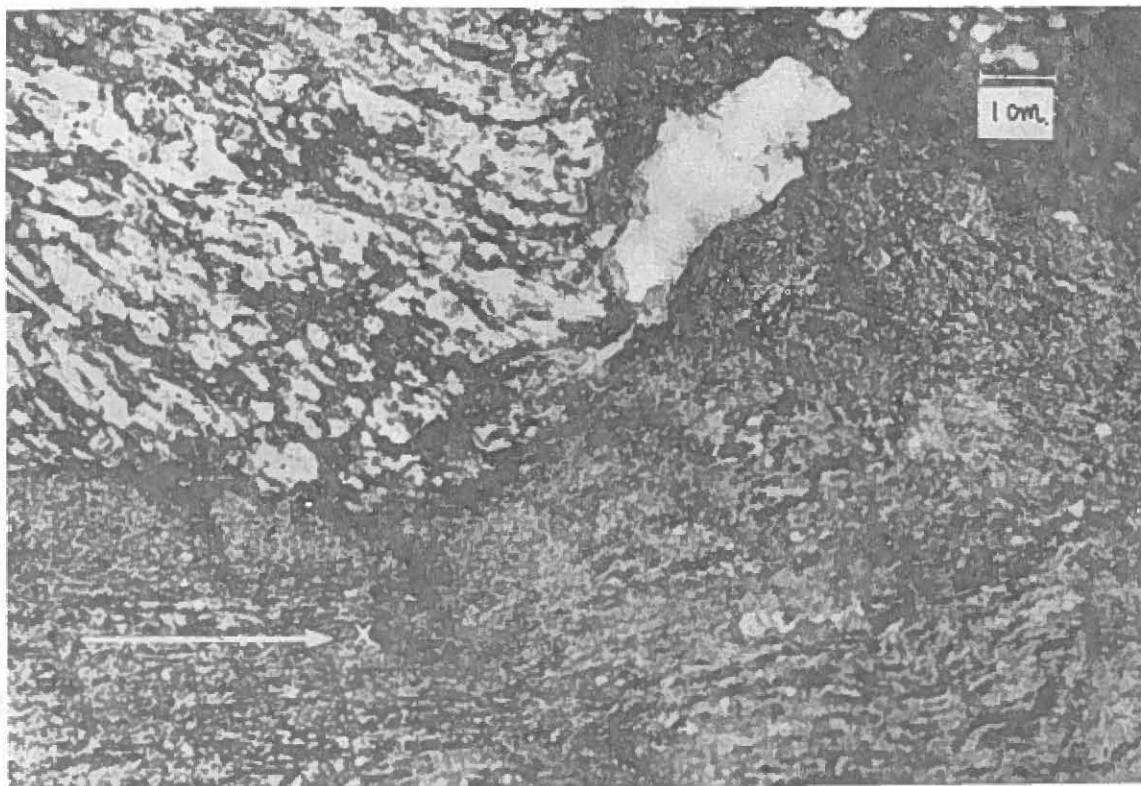


FIG. 8. Inyección de magma en una grieta de la roca de caja, probando la irregularidad de éstas y el flujo hacia ellas. Nótese pliegues parásitos, con asimetría en el mismo sentido del cizalle.

Para simplicidad de los cálculos, en el siguiente análisis se supondrá: 1) que el magma se inyectó rápidamente en cada dique y que la temperatura de la roca de caja era uniforme; 2) que la deformación fue enteramente por flujo; 3) que este flujo bien puede ser representado por un fluido newtoniano lineal incompresible; 4) que estos diques eran de bordes paralelos y extensión infinita, con respecto al ancho; y 5) que el magma redujo la resistencia a la fricción de las fallas por donde éste se canalizó, facilitando el movimiento en aquéllas y la consecuente deformación de los diques.

El flujo lento, para un fluido newtoniano, puede ser bien representado por la ecuación de Navier-Stokes que, para movimiento en dos dimensiones, se simplifica a (Jaeger y Cook, 1969; Ramsay, 1967):

$$\frac{d^4 \varphi}{dX^4} + \frac{2d^4 \varphi}{dX^2 dZ^2} + \frac{d^4 \varphi}{dZ^4} = 0 \quad (19)$$

en que

$$\dot{u} = - \frac{d\varphi}{dZ} \quad (20)$$

$$\dot{v} = \frac{d\varphi}{dX}$$

$$\frac{d\dot{u}}{dX} = \dot{\epsilon}_x$$

$$\frac{d\dot{v}}{dZ} = \dot{\epsilon}_z \quad (21)$$

$$\frac{d\dot{u}}{dZ} + \frac{d\dot{v}}{dX} = \gamma_{zx}$$

$\dot{u}$  y  $\dot{v}$  son los vectores de desplazamiento en las direcciones X y Z, respectivamente,  $\dot{\epsilon}_x$  y  $\dot{\epsilon}_z$  son la variación de la extensión, en la dirección del subíndice, respecto al tiempo t (d/dt), y  $\varphi$  es la función de enlace.

Conociendo estas ecuaciones, el problema restante es encontrar una función de  $\varphi$  que satisfaga la ecuación (19) y que cumpla con las restricciones de cizalle previamente establecidas.

A partir de la ecuación (21) se desprende que:

$$\dot{\gamma} = \frac{d\dot{u}}{dZ} \quad (22)$$

ya que  $\dot{v}=0$  porque no hay desplazamiento en Z.

De (22) se desprende que:

$$\dot{u} = \int \dot{\gamma} dZ \quad (23)$$

ecuación que es idéntica a (7) de donde, a su vez, se desprende que:

$$\dot{u} = \dot{S} \quad (24)$$

Reemplazando (23) en (20) se obtiene:

$$\varphi = - \int \dot{u} dZ \quad (25)$$

o bien

$$\varphi = - \iint \dot{\gamma} dZ dZ \quad (26)$$

De la observación de la Fig. 1 y del análisis de la Fig. 5, es posible determinar que, hacia los bordes del dique, las curvas de deformación cizalle-ancho del dique se discontinúan y que allí es donde se produce la mayor deformación, tal como se probó previamente. Esta situación es repetitiva y puede ser observada en distintos perfiles y en diferentes diques (ver Fig. 5b y c).

Elliot (1972) ha demostrado que las trayectorias de deformación deben ser suaves y continuas en cada período de deformación. Saltos y variaciones bruscas de las trayectorias finitas posiblemente indican cambios en las condiciones físicas, que marcan el término de un incremento o período y el inicio del próximo.

De las Figs. 1 y 5, es posible inferir que la mayor deformación, hacia los bordes de los diques, se produjo con posterioridad a la de la parte central. Puede suponerse que la deformación que, originalmente, afectó a la parte central, también lo hizo a todo lo ancho del dique, siendo posteriormente "retocada" hacia los bordes. Esto se infiere porque, si este dique hubiera sido defor-

mado una vez, la relación  $\gamma/Z$  estaría representada sólo por una curva. Se concluye que la deformación de los bordes es posterior a la central debido a que ambas curvas marginales  $\gamma/Z$  son diferentes entre sí.

La variación en el desplazamiento y en la deformación puede deberse a variaciones en la viscosidad del magma basáltico por enfriamiento, ya que es más difícil (y también más lento) deformar un fluido de mayor viscosidad. Yoder (1976) y Shaw (1969), han determinado la reología de los magmas basálticos a diferentes temperaturas; dentro de estos estudios se ha concluido que la viscosidad aumenta más de dos órdenes de magnitud al bajar la temperatura de 1.200°C a 1.120°C. Bajo esta temperatura, el fluido se comporta no linealmente, como un fluido heterogéneo con cristales formados, donde variaciones de temperatura del orden de 5°C pueden producir cambios de viscosidad de varias órdenes de magnitud. Bajo esta temperatura, el magma es prácticamente indeformable por flujo.

A partir del análisis de las curvas de la Fig. 5, ya realizado, se considerará el primer incremento (ec. 10) a partir de los 1.300°C (temperatura convencional de intrusión de diques basálticos), hasta los 1.200°C (temperatura a la cual la viscosidad del magma comienza a variar en forma logarítmica con el descenso de la temperatura; Shaw, 1969). El segundo incremento (ecs. 9 y 11) será considerado entre los 1.200°C y los 1.120°C, temperatura a la que los magmas basálticos dejan de comportarse newtonianamente (Shaw, 1969).

Shaw (1969) ha determinado que la viscosidad de un magma basáltico toleítico, al momento del inicio de la cristalización, es del orden de  $10^{2.5}$  poise. Esta viscosidad es la que se estima existía al inicio del segundo incremento y término del primero. Las siguientes relaciones de viscosidad-temperatura han sido determinadas por el mismo autor:

$$\log_{10} \left[ \frac{\eta}{\eta_i} \right] = -0,1 [T - T_i] \text{ bajo } 1.200^\circ\text{C} \dots (27)$$

$$\log_{10} \left[ \frac{\eta_q}{10^{8.5}} \right] = -0,005 T_q \text{ sobre } 1.200^\circ\text{C} \dots (28)$$

en que  $T_i$ , es la temperatura inicial (temperatura mínima de fusión), correspondiente a una visco-

sidad inicial  $\eta_i$ ;  $\eta$ , la viscosidad a la temperatura  $T$  dentro del campo de la fusión;  $\eta_q$ , la viscosidad a temperatura  $T_q$  sobre los 1.200°C.

Mediante la ecuación (28) se ha determinado la viscosidad al inicio y al término del primer incremento. Estas son  $10^2$  poise a los 1.300°C y  $10^{2.5}$  poise a los 1.200°C.

Por otro lado, el tiempo mínimo necesario para este primer incremento puede ser considerado el tiempo que el dique demoró en cambiar su viscosidad de  $10^2$  a  $10^{2.5}$  poise, vale decir, de 1.300°C a 1.200°C. Jaeger (1964), basado en la teoría de conducción de calor en sólidos, demuestra que el tiempo necesario para que la parte media  $z$  de un dique logre una temperatura  $T$  determinada, a partir de una temperatura  $T_i$  inicial es:

$$\frac{T - T_i}{T_i} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \frac{z}{2(kt)^{1/2}} \dots (29)$$

en que  $t$  es el tiempo en segundos y  $k$  es una constante del orden de  $0,01 \text{ cm}^2/\text{seg}$ .

De (29) se desprende que, para que la temperatura en la parte media  $z$  (12,5 cm) del dique descienda a 1.200°C transcurren 3.349 segundos (aprox. 1 hora). Claramente, para tiempos geológicos, este incremento de la deformación es sinmagmático.

Con el tiempo  $t$  determinado se puede calcular el valor medio de la velocidad de cizalle  $\bar{\gamma}$ :

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma}{t} = \frac{S}{Z \cdot t} \dots (30)$$

Recalculando (7) entre 0-25 cm a partir de (10) y reemplazando en (30) se obtiene que  $\bar{\gamma}$  es del orden de  $5 \times 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$ . Este valor puede ser considerado alto y correspondiente al rango de las fallas (Price, 1975).

El análisis del segundo incremento es complicado e involucra también una gran cantidad de supuestos, el mayor y más incierto de ellos es la determinación del momento del inicio y del término de la deformación. Esta última será considerada, tentativamente, como el momento del término del comportamiento newtoniano del magma (que para valores altos de velocidad de cizalle el fluido es inmóvil) y el inicio, tentativamente, en el momento del comienzo de la cristalización alrededor de los 1.200°C (Shaw, 1969).

Suponiendo que la viscosidad, al inicio del segundo incremento, era la viscosidad al término del incremento anterior ( $10^{2.5}$  poise), la viscosidad al momento del término de la deformación (aprox.  $1.120^\circ\text{C}$ ) será, de acuerdo con (27), del orden de  $10^{10.5}$  poise que, en algunos casos, alcanza a  $10^{13}$  poise (Shaw y otros, 1968).

El tiempo  $t$  que esta transformación tomó será, de acuerdo con (29), diferente a ambos lados del dique.

Entre 0-12 cm el tiempo demorado será de 50 minutos mientras que entre 18-25 cm de sólo 17, debido a la diferencia de espesor de ambas franjas de rocas deformadas.

Recalculando  $\bar{\gamma}$  y reemplazando, en cada caso, (9) y (11) en (30) y restando el desplazamiento entre estos límites, ya considerado en el primer incremento, para valores de  $Z$  entre 0-12 y 18-25, respectivamente, se obtiene:

$$\bar{\gamma}_0^{12} \cong 4 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

$$\bar{\gamma}_{18}^{25} \cong 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$$

La pequeña diferencia de velocidad media de deformación puede deberse a diversos factores. Es posible, por ejemplo, que uno o varios de los supuestos básicos de este análisis no se cumpla y que las paredes del dique no sean enteramente paralelas, o haya habido pérdida de magma por inyección en discontinuidades o grietas de tensión en alguna de las paredes de la roca de caja.

Puntos a destacar de este análisis son:

1. Un primer incremento de deformación relativamente estable a todo lo ancho del dique.
2. Deformación marginal con velocidades medias de hasta dos órdenes de magnitud mayores a la anterior. De haber sido posible considerar  $\dot{\gamma}$  en lugar de  $\bar{\gamma}$ , es dable esperar una aceleración hacia el término de la deformación.
3. Un estancamiento o eventual fractura, cuyo desplazamiento no puede ser determinado con este método.

## ESTIMACION DE LAS MAGNITUDES DE LOS ESFUERZOS

Debido a los muchos supuestos involucrados y a la imperfección de los datos, todos los resultados obtenidos en esta sección deben ser tomados con cautela.

Las relaciones esfuerzo-deformación (stress-strain) en fluidos viscosos están dadas por (Ramsay, 1967):

$$\begin{aligned}\sigma'_x &= \sigma_x + \bar{\sigma} = 2\eta\dot{e}_x \\ \sigma'_z &= \sigma_z + \bar{\sigma} = 2\eta\dot{e}_z \dots\dots\dots (31) \\ \tau_{zx} &= \eta\dot{\gamma}_{zx}\end{aligned}$$

en que  $\sigma_i$  es el esfuerzo en la dirección  $i$ ;  $\sigma'_i$  es el esfuerzo de desviación;  $\bar{\sigma}$ , el esfuerzo hidrostático;  $\tau$ , el esfuerzo de cizalle y  $\eta$ , la viscosidad. Para evaluar (31) hay que determinar el valor de la función (26) que satisfaga a (20) y (21). De 26 se desprende que:

$$\begin{aligned}\varphi &= f(\dot{\gamma}) \dots\dots\dots (32) \\ \dot{\gamma} &= f(Z)\end{aligned}$$

y, en consecuencia,  $\dot{e}_x$  y  $\dot{e}_z$  son cero.

Con los valores de viscosidad obtenidos en (27) y (28) y los valores de  $\dot{\gamma}$  obtenidos a partir de (30),

se puede determinar el esfuerzo de cizalle medio mínimo para producir movimiento en la falla. Durante el primer incremento, el esfuerzo de cizalle varía entre  $5 \cdot 10^{-7.5}$  y  $5 \cdot 10^{-8}$  bares ( $5 \cdot 10^{-2.5}$  y  $5 \cdot 10^{-3}$  N/m<sup>2</sup>). Claramente, son valores ínfimos que no tienen significación geológica y se desprende que, a esta temperatura, el fluido no ofrecía resistencia al cizalle.

El esfuerzo de cizalle al término del segundo incremento alcanza valores máximos de 130 bares ( $1.3 \cdot 10^7$  N/m<sup>2</sup>) a un lado del dique y 30 bares ( $3 \cdot 10^6$  N/m<sup>2</sup>) al otro lado.

Ambos valores son claramente dependientes del ancho de la zona en cuestión, y como promedio se puede considerar un esfuerzo de cizalle de 80 bares ( $8 \cdot 10^6$  N/m<sup>2</sup>) para el término del segundo incremento y, eventualmente, detención de la falla.

De (27) se desprende que descensos de pocos grados de la temperatura bajo la temperatura crítica de  $1.120^\circ\text{C}$ , producen variaciones de varias órdenes de magnitud en la viscosidad. Por ejemplo, a  $1.080^\circ\text{C}$  la viscosidad es del orden de  $10^{14.5}$  poise y el esfuerzo de cizalle necesario

para producir flujo sería del orden de  $1,3 \cdot 10^3$  Kbares ( $1,3 \cdot 10^{11}$  N/m<sup>2</sup>). Estos valores son  $10^3$  a  $10^9$  veces mayores que los valores tradicionalmente aceptados (Fyfe y otros, 1978). Los valores calculados para el término de la deformación a 1.120°C están perfectamente de acuerdo con los valores determinados para la corteza superior de la tierra (ver por ej. Sibson, 1974).

El cizalle se relaciona con los esfuerzos principales máximos a través de la relación:

$$\tau = \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_3) \sin 2\alpha \quad (33)$$

Reemplazando en (33) los valores obtenidos en (31) y para ángulos  $\alpha$  de 20° (ángulo que forma  $\sigma_1$  vertical con el plano de la falla), se obtiene que:

$\sigma_1 - \sigma_3 \cong 10^{-10}$  Kbares para el inicio de la deformación, y

$\sigma_1 - \sigma_3 \cong 0,3$  Kbar para el término.

Estos valores de esfuerzos diferenciales son normales y posibles en fallas normales.

De este análisis se desprende que una variación del orden de 30°C de temperatura requiere que el cizalle necesario para mover la falla sea 10.000 veces mayor. Esto, a su vez, indica que el flujo viscoso se detiene instantáneamente debido al corto tiempo necesario para el descenso de temperatura y, por lo tanto, la deformación deviene cada vez más difícil a partir del momento de la intrusión.

## RESUMEN DE CONCLUSIONES

1. Con el método utilizado, se pueden determinar estados de deformación heterogénea dentro de los diques deformados de la península de Mejillones. Una vez conocido el estado de deformación, es posible calcular desplazamientos.
2. En un dique de 25 cm de ancho, se determinó que la relación de los ejes mayor/menor del elipsoide de deformación varía desde 1, en el centro hasta más de 100, en los bordes, y el desplazamiento mínimo medido es del orden de 200 cm.
3. Basado en la discontinuidad de las trayectorias de deformación y, considerando un modelo de viscosidad lineal, se estima que la deformación se produjo en dos etapas: entre los 1.300° y los 1.200°C con velocidades de deformación de cizalle del orden de  $10^{-4}$  seg.<sup>-1</sup>, y la segunda, entre 1.200 y 1.120°C con velocidades de cizalle del orden de  $10^{-3}$  seg.<sup>-1</sup>.
4. Los tiempos de enfriamiento calculados para cada período indican que la deformación es sinmagmática.
5. Los cálculos de esfuerzos de deformación son factibles para viscosidades hasta del orden de  $10^{11}$  poise; a temperaturas menores (mayor viscosidad), los altos valores de esfuerzo diferencial resultantes son difícilmente posibles en la corteza de la tierra. El primer incremento se produjo a esfuerzos mínimos no así el segundo, que necesitó magnitudes mayores.
6. La falla debe haberse detenido instantáneamente, ya que bajo 1.120° aproximadamente, descensos ínfimos de temperatura aumentan la viscosidad en más de dos órdenes de magnitud. El aumento de la viscosidad, a su vez, aumenta los requerimientos de esfuerzo necesarios para continuar la deformación.
7. Un detallado mapeo del conjunto de los diques expuestos en la península de Mejillones, podría permitir la reconstrucción de los desplazamientos mínimos que hayan sufrido los bloques ubicados a ambos lados de los diques. Es posible que también se pueda determinar alguna relación entre el ancho y la inclinación de los diques con la cantidad de deformación.

## AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer expresamente a Carlos Emparán del IIG, Guillermo Kartulovic del CIMM y a Estanislao Godoy y Atanasio Mpodozis del Departamento de Geología de la Universidad de Chile,

por la crítica lectura del manuscrito y las valiosas sugerencias aportadas; J.A. Naranjo participó en el trabajo de terreno y Vicente Milos determinó las densidades de las rocas.

## REFERENCIAS

- ELLIOT, D. 1972. Deformation Paths in Structural Geology. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 83, p. 2621-2638.
- FYFE, W., PRICE, N., THOMSON, A. 1978. *Fluids in the Earth's Crust*. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 383 p.
- JAEGER, J. 1964. Thermal effects of intrusions. *Geophys. Rev.*, 2, p. 443-466.
- JAEGER, J. 1969. *Elasticity, fracture and flow*. Methuen, London, 268 p.
- JAEGER, J.; COOK, N. 1969. *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman and Hall Ltd., London, 515 p.
- PRICE, N. 1975. Rates of deformation. *Jour. Geol. Soc.*, 131, p. 553-575.
- RAMSAY, J. 1967. *Folding and Fracturing of Rocks*. Mc Graw-Hill Book Company, New York, 568 p.
- RAMSAY, J.; GRAHAM, R. 1970. Strain Variations in Shear Belts. *Can. Jour. Earth Sci.*, 7, p. 786-813.
- SHAW, H. 1969. Rheology of Basalt in the Melting Range. *Jour. of Petrology*, 10, p. 510-535.
- SHAW, H. y otros. 1968. The viscosity of basaltic magma: an analysis of field measurements in Maka-Opuhi lava lake, Hawaii. *Am. Jour. Sci.*, 263, p. 225-264.
- SIBSON, R. 1974. Frictional constraints on thrust, wrench and normal faults. *Nature*, 249, p. 542-544.
- SKARMETA, J.; SUAREZ, M. 1979. Complejo granítico-gabroico milonitizado de la Península de Mejillones: Nota Preliminar. II Congr. Geol. Chileno, 1: p. B147-B162.
- TCHALENKO, J. 1970. Similarities Between Shear Zones of Different Magnitude. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 81, p. 1625-1639.
- VERHOOGEN, J. y otros. 1970. *The Earth, an introduction to physical geology*. Holt, Rinehart and Winston, New York, 748 p.
- YODER, H. 1976. *Generations of Basaltic Magma*. National Academy of Sciences, Washington. 265 p.