

V

SISTEMA DE FRACTURAS.

SISTEMA DE FRACTURAS.

La sierra llamada de Pachuca y Real del Monte corre con una dirección media de N. 45° W. á S. 45° E. Por el N. W. va á morir á la depresión de Actopan y por el S. E. al valle de Tulancingo.

Sus aguas se dividen en dos vertientes: la del N. E. y la del N. W.; la primera desagua en la barranca de Amajac y la segunda en la cuenca de México. Las barrancas son profundas, de paredes acantiladas y fuertes pendientes; los saltos ó cascadas de poca altura son frecuentes, sobre todo en la vertiente N. E. y no es raro encontrar en su trayecto los pozos llamados *marmitas de los gigantes*.

Las rocas que forman la sierra son cristalinas y de composición poco variable. Su parte media y más alta está constituida por brechas volcánicas, tobas traquíticas cimentadas por una masa de andesita; la forma de la porción ocupada por estas brechas se aproxima á una elipse, cuyo eje mayor tiene el mismo rumbo de la sierra y una extensión de 4 kilómetros, el eje menor teniendo una longitud de 2. En los contrafuertes del N. y del S. y formando manchones poco extensos se encuentran también estas brechas, pero aparecen tan aislados y tan desgarrados por la erosión, que no es posible siquiera definir su rumbo. Si se estudian las rocas en una sección transversal de la sierra se pasa insensiblemente de las andesitas de hornblenda de color violado á las dacitas y rhyolitas, para volver en sentido inverso á la misma sucesión; el paso es tan insensible que no es posible notar separación alguna. Las rhyolitas ocupan el centro, presentándose en algunas partes (Cerezo) pseudo-estratificadas, siendo muy pequeña su inclinación con relación al horizonte. Siguiendo la sierra de Real del Monte á Tulancingo, el cambio de coloración de la roca indica el paso de las andesitas á las rhyolitas; éstas, en la cercanía del Real son semejantes á las nevaditas, viniendo después á ser enteramente vítreas, dando pómez y sobre todo obsidiana en abundancia. Esta rhyolita vítrea está pseudo-estratificada y las capas plegadas, siendo muy difícil definir la dirección de los ejes anticlinales y sinclinales dada su sinuosidad. En

la barranca llamada del Atajo, que desemboca en una pequeña llanura de la Hacienda de Cuyamaloya, la separación de las andesitas y rhyolitas es muy marcada, apoyándose estas últimas sobre las primeras.

Las andesitas en el cerro de San Cristobal se encuentran cortadas por un dique basáltico, que forma en su cima un casquete y se encuentra después en el socavón de Prosperidad con una potencia superior á 400 metros.

La sierra no forma un todo continuo, sino al contrario, dividido en macizos por dos sistemas de grietas; uno en relación con las vetas y otro debido al enfriamiento; este último habiendo sobre todo ayudado á los agentes de la dinámica externa, facilitando su acción destructora, y cuyo efecto inmediato ha sido la formación del terreno de acarreo, que tan abundantemente se encuentra en los contrafuertes.

La falda N. de la sierra se extiende hasta encontrar las pizarras y margas calizas del Cretáceo. Estos sedimentos están profundamente plegados, formando sierras de gran altura y barrancas profundísimas como la de Regla. La depresión hacia el N. de la sierra volcánica y hacia el S. de la formación cretácea, está rellena por tobas y brechas pomosas y por una corriente basáltica, formándose así una gran meseta entre las dos sierras. El rumbo de los anticlinales y sinclinales de las capas sedimentarias varía desde el N.W. á S.E. hasta venir á tener próximamente la dirección E.-W.

Según esto, la sierra de Pachuca y Real del Monte aparece como un dique, efecto de las mismas fuerzas que tan profundamente plegaron los sedimentos cretáceos. Todo el local ocupado por la formación cretácea, corresponde pues á un geosinclinal, cuya mayor profundidad está medida por el espesor máximo que estos sedimentos alcanzaron (2,000 metros).

Las brechas volcánicas corresponden al principio del levantamiento y forman así la parte primeramente emergida. Cuando el levantamiento se continuó, el mismo movimiento trituró esta parte ya enfriada, que el magma recientemente salido aglutinó después, explicándose así la formación de estas brechas.

La experiencia ha confirmado que diferencias de presión y temperatura explican la transición de las rocas; y si á esto se añade que el macizo rocalloso está dividido en blocks, las caras de separación siendo superficies planas, tersas y continuadas, es no sólo imposible negar la existencia de una presión, sino que tales hechos confirman que su existencia es inconcusa.

Si aceptamos que la tierra ha sido formada, como todos los astros, por la aglomeración sucesiva de la materia venida de muy lejos, el origen de su calor central se explica fácilmente, pues tal formación ha debido ser acompañada de gran desprendimiento de calor. En efecto, el siguiente cálculo, muy sencillo, basta para convencernos.

Un cuerpo lanzado horizontalmente en la superficie terrestre, haciendo abstracción de la resistencia del aire y con una velocidad suficiente, describirá una órbita circular de radio ρ en un tiempo T, dado por la siguiente ecuación;

$$\frac{4\pi^2\rho^3}{\tau^2} = G. \rho^2 \quad \text{ó} \quad \tau = 2\pi \sqrt{\frac{\rho}{G}}$$

G siendo la intensidad de la pesantez ecuatorial. Es como se ve la duración de la oscilación doble del péndulo de radio ρ . Se encuentra $T = 1^h 23^m 40^s$. La velocidad en este círculo sería igual $\sqrt{G\rho} = 7905$ metros por segundo; por consiguiente, un cuerpo cayendo de una distancia extremadamente grande sobre la tierra, sin velocidad inicial, la encontraría con una velocidad

$$\text{de } 7905\sqrt{2} = 11,000 \text{ metros por segundo.}$$

Un kilo de materia desarrolla en estas condiciones 14,000 calorías: la tierra ha sido pues fluida, pudiendo así tomar la figura que convenía al equilibrio de las fuerzas interiores.

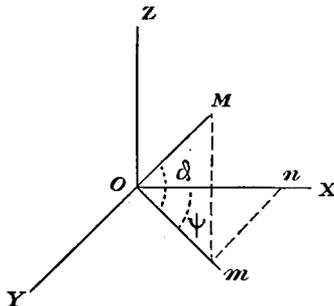
Según esto, debemos considerar la tierra formada de una corteza sólida envolviendo un núcleo líquido.

Aceptada tal concepción, la teoría de la elasticidad puede ser aplicada al equilibrio interior de la corteza terrestre.

Al hacer Lamé tal aplicación, dice:

“Hagamos abstracción de la heterogeneidad de la corteza sólida, de las desigualdades de su espesor y de su aplanamiento polar. El espesor ε al cual los geólogos asignan como máximo 4 miriámetros, es, cuando más $\frac{1}{150}$ del radio terrestre ó $\frac{1}{300}$ del diámetro; la relación $\frac{\varepsilon}{r_1}$ es la misma que existiría en una esfera hueca, de 3 metros de diámetro, cuya envoltura tuviese solamente 0^m01 de espesor; esta relación es pues una pequeña fracción, y nuestras formulas aproximativas le son aplicables.” (Theorie mathématique de l'elasticité des corps solides, párrafo 89, pg. 218).

La naturaleza de nuestro trabajo no nos permite entrar en grandes desarrollos; así es que vamos á exponer sucintamente la aplicación, dando tan sólo las ecuaciones fundamentales, para que se vea claramente la marcha de la operación.



Sea o el centro de la esfera, ox, oy, oz , el sistema de ejes primitivos; el plano (xy) lo tomamos por plano ecuatorial, el (xz) por primer meridiano y sea M , un punto de la envoltura esférica.

Si referimos este punto á coordenadas esféricas, su posición quedará defi-

nida por su distancia r al centro, por el ángulo que esta línea hace con el Ecuador ó sea por su latitud φ , y por el ángulo que la misma línea hace con el primer meridiano ó longitud ψ . Si en el meridiano y el paralelo que pasan por M consideramos dos tangentes partiendo de este punto, y prolongamos el radio r , tendremos un nuevo sistema de ejes, su origen estando en M.

Demos un desalojamiento al punto M, y llamemos U, V y W las proyecciones de este desalojamiento; U sobre la prolongación de r , V sobre la tangente al meridiano y hacia el polo, y W sobre la tangente al paralelo y del lado opuesto al meridiano fijo. Si ahora llamamos R_i, ϕ_i, ψ_i las componentes según estos mismos ejes de la fuerza elástica ejercida en M sobre el elemento plano de una de las superficies coordenadas, tomando el índice i igual á 1, 2 ó 3 según que el elemento plano sea tangente á la esfera, al cono de latitud ó esté en el meridiano, y si por último llamamos θ la dilatación cúbica, tendremos las ecuaciones siguientes que ligán las fuerzas y los desalojamientos.

$$\theta = \frac{1}{r^2} \frac{dr^2 U}{dr} + \frac{1}{rc} \frac{dc V}{d\varphi} + \frac{1}{rc} \frac{dW}{d\psi} + \rho R_0$$

$$R_1 = \lambda \theta + 2\mu \frac{dU}{dr}; \quad \phi_2 = \lambda \theta + 2\mu \left(\frac{U}{r} + \frac{1}{r} \frac{dV}{d\varphi} \right)$$

$$\psi_3 = \lambda \theta + 2\mu \left(\frac{U}{r} - \frac{sV}{cr} + \frac{1}{rc} \frac{dW}{d\psi} \right)$$

$$\phi_3 = \psi_2 = \mu \left(\frac{1}{rc} \frac{dV}{d\psi} + \frac{1}{r} \frac{dW}{d\varphi} + \frac{s}{c} \frac{W}{r} \right)$$

$$\psi_1 = R_3 = \mu \left(\frac{dW}{dr} - \frac{W}{r} + \frac{1}{rc} \frac{dU}{d\psi} \right)$$

$$R_2 = \phi_1 = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{dU}{d\varphi} + \frac{dV}{dr} - \frac{V}{r} \right)$$

No conservando sino R_0 , fuerza debida á la pesantez y cuyo valor es $-\frac{gr}{r_1}$, g siendo la intensidad de la pesantez en la superficie, supuesta constante.

En el caso que estudiamos llamemos $-P_0$ la presión del núcleo que se ejerce sobre la pared interior de la envoltura de radio r_0 , y $-P_1$ la presión atmosférica que actúa sobre la superficie exterior de radio r_1 . Consideraremos $P_0 > P_1$ y tal que $r_0^3 P_0 - r_1^3 P_1 > 0$. En estas condiciones sólo queda U, desalojamiento en el sentido del radio, siendo $U=0$ y $W=0$.

Las ecuaciones anteriores se transforman, pues, en las siguientes:

$$(\lambda + 2\mu) \frac{d\theta}{dr} = \frac{\rho gr}{r_1}, \quad \text{ó } \theta = ar^2 + 3c; \quad U = \frac{a}{5} r^3 + cr + \frac{b}{r^2}, \quad \text{siendo}$$

$a = \frac{\rho g}{2(\lambda + 2\mu)r_1} = \frac{\omega}{2(\lambda + 2\mu)r_1}$, ω el peso de la unidad de volumen de la materia, ρ la densidad y c una constante arbitraria.

$$R_1 = \lambda \theta + 2 \mu \frac{dU}{dr}; \quad \phi_2 = \phi_3 = \lambda \theta + 2 \mu \frac{U}{r}$$

Si diferenciamos la ecuación en U y ponemos en la ecuación en R_1 por esta diferencial y θ sus valores, tendremos:

$$R_1 = (3 \lambda + 2 \mu) c + ar^2 \left(\lambda + \frac{6}{5} \mu \right) - \frac{4 \mu b}{r^3}.$$

Pero para $r = r_0$, $R_1 = -P_0$, y para $r = r_1$, $R_1 = -P_1$, luego tendremos las siguientes:

$$-P_0 = (3 \lambda + 2 \mu) c + ar_0^2 \left(\lambda + \frac{6}{5} \mu \right) - 4 \mu b \frac{1}{r_0^3}$$

$$-P_1 = (3 \lambda + 2 \mu) c + ar_1^2 \left(\lambda + \frac{6}{5} \mu \right) - 4 \mu b \frac{1}{r_1^3}$$

Combinando estas ecuaciones tendremos:

$$4 \mu b = \frac{r_0^3 r_1^3 (P_0 - P_1)}{r_1^3 - r_0^3} - \left(\lambda + \frac{6}{5} \mu \right) a \frac{r_0^3 r_1^3 (r_1^3 - r_0^2)}{r_1^3 - r_0^3};$$

$$(3 \lambda + 2 \mu) c = \frac{r_0^3 P_0 - r_1^3 P_1}{r_1^3 - r_0^3} - \left(\lambda + \frac{6}{5} \mu \right) a \frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3}$$

La fuerza elástica R_1 , tendrá pues por valor:

$$R_1 = - \frac{r_0^3 P_0 (r_1^3 - r^3) + r_1^3 P_1 (r^3 - r_0^3)}{r^3 (r_1^3 - r_0^3)} + \left(\lambda + \frac{6}{5} \mu \right) a \frac{\pi}{r^3 (r_1^3 - r_0^3)},$$

en la que, $\pi = r^5 (r_1^3 - r_0^3) - r^3 (r_1^5 - r_0^5) + r_0^3 r_1^3 (r_1^2 - r_0^2)$

Este valor puede escribirse como sigue:

$$\pi = r_1^5 (r_0^3 - r^3) - r_1^3 (r_1^5 - r^5) + r_0^3 r^3 (r_0^2 - r^2) = r_0^5 (r^3 - r_1^3) - r_0^3 (r^5 - r_1^5) + r_1^3 r^3 (r^2 - r_1^2).$$

Es, pues, divisible por $(r-r_0)$ $(r-r_1)$; por lo que tendremos:

$$\pi = (r - r_0) (r - r_1) Q; \quad Q = (r_1^3 - r_0^3) [r^3 + (r_0 + r_1) r^2] + r_0^2 r_1^2 (r_1^2 - r_0^2) \times \\ \times [(r_0 + r_1) r + r_0 r_1].$$

Q siendo positiva, π será negativa, y por lo mismo la fuerza elástica R_1 que se ejerce sobre la superficie esférica de radio r es una presión en toda la extensión de la envoltura sólida.

La experiencia ha confirmado la existencia de tal presión.

Si en la ecuación en ϕ_2 , ponemos por θ y U sus valores, y sustituimos el valor de las constantes encontradas anteriormente, tendremos llamando F este valor,

$$F = \frac{r_0^3 P_0 - r_1^3 P_1}{r_1^3 - r_0^3} + \frac{r_0^3 r_1^3 (P_0 - P_1)}{2 r^3 (r_1^3 - r_0^3)} - a \left[\frac{4}{5} \mu \frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} + \frac{(3\lambda + 2\mu) r_0^3 r_1^3 (r_1^2 - r_0^2) + 2(\lambda + 2\mu) \pi}{2 r^3 (r_1^3 - r_0^3)} \right]$$

Para $r=r_0$, $F=F_0$, y para $r=r_1$, $F=F_1$; luego tendremos restando:

$$F_0 - F_1 = \frac{P_0 - P_1}{2} - (3\lambda + 2\mu) a \frac{r_1^2 - r_0^2}{2}$$

F es la fuerza elástica que se ejerce en un plano vertical o pasando por el radio r , F_1 es la intensidad de esta fuerza en la superficie exterior y F_0 en la pared interior.

Llamando ε el espesor de la corteza igual á $r_1 - r_0$, U_0 el valor de U^* para $r=r_0$, y U_1 para $r=r_1$, tendremos restando:

$$\frac{U_0}{r_0} - \frac{U_1}{r_1} = \frac{1}{4\mu} \left(P_0 - P_1 - \omega \varepsilon \frac{r_1 + r_0}{2r_1} \right)$$

El valor de U , desalojamiento en el sentido del radio, puede ser puesto bajo la forma siguiente, más conveniente para las aplicaciones:

$$U = C \left(\frac{P_0 - P_1}{\varepsilon} R^2 - \rho g R^2 \right), \text{ C siendo una constante y R el radio.}$$

$\omega \varepsilon$ es el peso de una columna de materia solida, teniendo por base un metro cuadrado y por altura ε ; $\frac{r_1}{2\varepsilon}$ es igual proximamente á 75, de aquí resulta que la diferencia de $P_0 - P_1$ á $\omega \varepsilon$ es actualmente poco considerable. "La fuerza elástica F_0 es la que se ejerce sobre un plano vertical cerca de la pared interior; si F_1 es nula, esta fuerza elástica F_0 es una presión $\left(-\frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} \right) \omega \varepsilon$; si F_1 es negativa ó representa una presión, F_0 es una presión más fuerte aún. Pero si F_1 es positiva ó representa una tracción, F_0 puede ser aún una presión."

"La tierra no siendo esférica, admitamos que, sobre cada vertical, las cosas se pasan como en la envoltura esférica osculatriz, de espesor ε , y cuya pared exterior tendría por radio la distancia R al centro de la tierra, del lugar en que la vertical considerada viene á encontrar la superficie. Por ejemplo, $(U' R' g')$ siendo los valores de (U, R, g) que corresponden á la Bretaña, y $(U'' R'' g'')$ los que corresponden á la Suecia, tendremos:

$$U' = C \left(\frac{P_0 - P_1}{\varepsilon} R'^2 - \rho g' R'^2 \right)$$

$$U'' = C \left(\frac{P_0 - P_1}{\varepsilon} R''^2 - \rho g'' R''^2 \right)$$

* Estas transformaciones se hacen en la ecuación anterior en U , después de haber sustituido por las constantes los valores encontrados.

admitiendo que el espesor ϵ y las presiones $-P_0$ y $-P_1$ son las mismas en las dos verticales.

Si se hace abstracción de la débil variación que la fuerza centrífuga hace sufrir á la pesantez, se podrán mirar los dos productos $g' R'^2$ y $g'' R''^2$ como sensiblemente iguales y las ecuaciones anteriores dan:

$$U' - U'' = C \left(\frac{P_0 - P_1}{\epsilon} \right) (R'^2 - R''^2)$$

Según esta relación, puesto que $(R'^2 - R''^2)$ es positivo, $U' - U''$ es del mismo signo que $P_0 - P_1$, ó positiva, y varía en el mismo sentido. Es decir, que si $U' - U''$ ha disminuído, es necesario concluir que P_0 ha disminuído también. Se sabe que el suelo de la Bretaña se ha hundido, puesto que se ha probado la presencia de florestas submarinas; al contrario, el suelo de la Suecia se ha elevado, puesto que se observan conchas sobre las costas que el Báltico no ha podido alcanzar. Por esta doble razón, $U' - U''$ ha disminuído; así la presión interior ha ido disminuyendo. Este resultado parece comprobar la idea de Elie Beaumont, sobre la formación de las cadenas de montañas, como consecuencia de un debilitamiento general, debido al enfriamiento.

Así concebida la formación de la sierra, los sistemas de fracturas que en los contrafuertes del N. y del S. se encuentran, aparecen, evidentemente, como consecuencia de los mismos esfuerzos que plegaron los sedimentos cretácicos; é hicieron emerger las rocas volcánicas que forman nuestras cordilleras terciarias.

El plano adjunto representa el sistema de fracturas, cuya explotación motivó la apertura de gran número de minas, que tanta importancia han dado al Mineral de Pachuca.

Vamos á hacer el estudio de este sistema con el objeto de investigar la naturaleza de los esfuerzos y su dirección; y para completar el estudio de las fracturas, expondremos las ideas más generalmente admitidas con el fin de investigar la máxima profundidad posible á que una grieta puede quedar abierta.

VETA DE LOS ANALCOS.

Grieta muy marcada desde el socavón del Rosario hasta su unión con la veta de la Zorra; de aquí al W. su marcha es confusa y se pierde enteramente al llegar al casquete de labradoritas que corona al San Cristóbal. Del socavón del Rosario al E. el crestón es visible hasta llegar á la mesa de San Pedro, donde es ocultado por las areniscas y brechas piroclásticas, á su vez cubiertas por tobas amarillas y muy pocas brechas pomosas. Es sumamente interesante la ramificación en arco llamada veta de Fresnillo, que se encuentra en el fondo de la barranca del Rosario.

Como dependencias de esta veta tenemos, al E. del tiro de San Juan, las de San Manuel y Precavida poco marcadas en la superficie, y bien marcadas

las vetas de Guadalupe y Cal y Canto. Esta última muy probablemente pasa al N. de la hacienda de la Purísima Grande y va á unirse en el cerro de la Magdalena con los Analcos.

Según el plano, parece más bien que la veta de Cal y Canto es la continuación al S.E. de la de Guadalupe, y el ramal que al W. se desprende es el que va á unirse con los Analcos; sin embargo en Pachuca se llama veta de Cal y Canto al ramal del W. y á la continuación al S. E. de la veta de Guadalupe.

Al W. del tiro de San Juan, y como dependencias también de los Analcos, tenemos: la veta de la Zorra, de crestón muy bien marcado; pasa por el tiro que le da su nombre y se pierde al entrar en la hacienda de Loreto; y cerca de la mina de San Cristóbal, dos ramales que hacia el N. se desprenden, el del S. llamado veta del Balcón; estos ramales así como la veta principal van en el cerro de San Cristóbal por entre acantilados de gran altura; bien pronto su marcha se hace dudosa hasta que se pierden por completo en la proximidad de las labradoritas.

En la región del S.E. tenemos las vetas de Valenciana y Corteza: la primera se une á la de Cal y Canto, y corre sensiblemente paralela á la veta de los Analcos en la porción comprendida entre las minas de San Cristóbal y el Rosario; la segunda forma uno de los crestones más claros, cerca de la mina de Sta. Apolonia, ramaleándose más al E., aparece como transversal con relación á las otras vetas, y según dicen disloca á la veta Valenciana en la mina del Porvenir. No pudimos observar la falla por estar inundadas las minas.

La primera veta importante que al N. de los Analcos se encuentra es la llamada del Cristo en su parte occidental y del Encino en su parte oriental. Corre sensiblemente paralela á los Analcos, y va á perderse como ésta en las labradoritas. Estas dos vetas importantes están unidas por una transversal (veta X) bastante potente. Como dependencias de ésta tenemos: al W. las de San José el Viejo que se une al Cristo, S. Lorenzo, El Altar y Sta. Rita que da un ramal que va á unirse á los Analcos; al E. varios ramales que van adelgazándose hasta perderse casi por completo al E. de la barranca del Rosario.

Viene después la veta del Pabellón; corre paralela á los Analcos en su parte occidental desde el meridiano que pasa por el tiro de Rejona, de aquí al E. se inflexiona hacia el N. y va á unirse á la veta Vizcaína. Está en relación con el Cristo por dos vetas poco marcadas en la superficie: una en su extremidad occidental y la otra en la oriental; esta última es muy angosta y forma como un zig zag. Se desprenden del Pabellón dos vetas: una al S. que se pierde pronto al E., y otra al N. llamada Rejona y que va á unirse muy probablemente á Luz de Compuerta.

Como veta muy importante tenemos después la Vizcaína; su marcha es sumamente difícil de seguir por la gran descomposición que ha producido en las rocas que atraviesa. Se divide en dos cuerpos en sus extremidades E. y W.

Como ramales que de ella se desprenden tenemos: al W. de San Rafael, las vetas de Luz de Compuerta ó "El Trompillo," Potosí, Sacramento, y Rosario Viejo; esta última se une á la anterior formando un gran rombo antes de

llegar á la Vizcaina; y al E. del mismo tiro, Cristóbal Colón y Quintanilla al N. y la Malinche al S.

En la región occidental tenemos las vetas de Sta. Ursula, Altagracia y Escandón, de marcha muy confusa.

Y por último, en la región del N. la veta llamada Polo Norte, que corre paralela á la Vizcaina, y está en relación con ella por la veta de "Enmedio" y por una transversal que va á Cristóbal Colón.

Por lo anterior podemos decir que las grietas forman un solo sistema, y que han sido formadas en la misma época.

Para apreciar mejor su marcha, pongo á continuación sus rumbos:

Veta de los Analcos.—De la mina de San Cristóbal al W. rumbo medio 79° S.W.; de San Cristóbal á la intersección E. con la veta de Fresnillo, 79° N.E., y de aquí hasta el lugar en que empiezan las tobas, 60° N. E. Rumbo medio 71° N. E.

La Zorra no presenta inflexiones; rumbo medio 71° S. E.

Veta de Guadalupe, de su desprendimiento de Fresnillo á donde sale Precavida, 70° S. E.; de aquí á donde se une con Cal y Canto, 50° S. E.

Cal y Canto, 65° S.E.

Valenciana, 80° S.E.

Corteza, 60° S.E.

Sta. Rita, 78° N.W.

Veta X, 60° N.W.

Altar, 60, S.W.

San Lorenzo, 71° S.W.

San José el Viejo en su parte recta, 70° S.W.; después forma un arco y se une al Cristo.

Cristo, rumbo medio, 75° S.W.

Pabellón, parte occidental 84° S.W.: parte oriental 65° N.E.

Luz de Compuerta, 57° S.W.

Sacramento, 69° S.W.

Rejona, Potosí y Rosario Viejo forman arcos pronunciados.

Vizcaina, de San Rafael al W., 88° S.W.; al E., 88° N.E.

Cristóbal Colón, 75° N.E.

Quintanilla, 65° N.E.

Polo Norte, 86° N.E.

Como rasgos generales y característicos haremos notar: el paralelismo de las vetas, el alineamiento de las juntas según líneas paralelas (sensiblemente á la veta X), las ramificaciones en haces y la normalidad de los sistemas conjugados.

No puede darse acuerdo más grande con las fracturas producidas en las experiencias de A. Daubreé. (Véase, Géologie expérimentale, pg. 310.)

Con el objeto de estudiar las variaciones de echado, hicimos varios cortes de las vetas. El plano adjunto ilustra más que explicaciones verbales.

El echado dominante es hacia el S.; raras veces se dirige al N. como en el Cristo y Rosario Viejo.

Las consideraciones que nos van á servir para buscar la máxima profundidad de las grietas, explican satisfactoriamente el predominio del echado hacia el S.; nos abstendremos, pues, de entrar en más detalles.

Vamos á establecer las fórmulas que deben ser aplicadas.

Supongamos una porción de materia bajo la acción de una fuerza, su centro de inercia en reposo, y la deformación tal, que todo plano paralelo á (xy) permanezca paralelo, la deformación paralela á oz siendo sólo un cambio de longitud.

Si x, y, z son las coordenadas primitivas de un punto e ; x', y', z' las finales, las relaciones lineales que las ligan serán:

$$x' = (1+e) x + b y; y' = a x + (1+f) y; z' = (1+g) z \quad (\text{Beker}).$$

Estas ecuaciones dan:

$$x = \frac{(1+f) x' - b y'}{(1+e) (1+f) - ab}; y = \frac{(1+e) y' - a x'}{(1+e) (1+f) - ab}; z = \frac{z'}{1+g}$$

La esfera $x^2 + y^2 + z^2 = 1$, bajo la acción de las fuerzas, se convertirá en un elipsoide. Si cortamos este elipsoide por el plano (xy) , y por $x'e'$ y sustituimos los valores anteriores, la elipse resultante tendrá por ecuación:

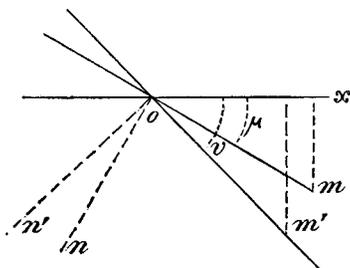
$$[(1+f)^2 + a^2] x'^2 - 2 [b(1+f) + a(1+e)] x' y' + [(1+e)^2 + b^2] y'^2 = [(1+e) (1+f) - ab]^2 \dots \dots \dots (1).$$

La ecuación es de la forma $Ax^2 + Bxy + Cy^2 = P$; por consiguiente, si llamamos v el ángulo que su eje hace con ox , tendremos:

$$\text{Tang } 2v = \frac{B}{A-C},$$

y substituyendo,

$$\text{tg } 2v = 2 \frac{b(1+f) + a(1+e)}{a^2 - b^2 + (1+f)^2 - (1+e)^2}$$



Sea om la posición inicial del eje de la elipse y om' la final; la figura nos da,

$$\text{tg } \mu = \frac{y}{x}; \text{tg } v = \frac{y'}{x'};$$

sustituyendo por $y', e' x'$ sus valores, tendremos:

$$\text{tg } v = \frac{a + (1+f) \text{tg } \mu}{(1+e) + b \text{tg } \mu} \dots \dots \dots (2)$$

El ángulo que on hace con ox es $(\mu + 90^\circ)$, y el que hace on' ($v + 90^\circ$), luego

$$-\cot v = \frac{a - (1+f) \cot \mu}{(1+e) - b \cot \mu} \dots \dots \dots (3)$$

Multiplicando la (2) y la (3) y reduciendo

$$\operatorname{tg} 2\mu = -2 \frac{b(1+e) + a(1+f)}{b^2 - a^2 + (1+f)^2 - (1+e)^2}$$

Cambiando, pues, en la ecuación (1) a por b y recíprocamente, tendremos la ecuación de la elipse antes de la rotación.

El ángulo de la rotación será $v - \mu$ dado por la siguiente:

$$\operatorname{tg}(v - \mu) = \frac{a - b}{(1+f) + (1+e)}$$

La condición de nó rotación será $a = b$.

Si llamamos A B y C los ejes del elipsoide, A B será igual á

$$(1+e)(1+f) - ab; \text{ y } (A \pm B)^2 = [(1+e) \pm (1+f)]^2 + (a \mp b)^2 \dots \dots \dots (4)$$

El volumen asumido después de la torción por el cubo unidad, puede ser llamado h^3 , y

$$h^3 = A B C = (1+g) [(1+e)(1+f) - ab] \dots \dots \dots (5)$$

Si hay rotación sin deformación, los ejes son iguales á 1; h por lo mismo será igual á 1. Entonces por la (4) $e = f$, y por la (5)

$$(1+e)^2 = 1 - a^2; \operatorname{tg}(v - \mu) = \frac{a}{\sqrt{1-a^2}} \text{ ó } \operatorname{sen}(v - \mu) = a:$$

tal es la condición de la rotación sin deformación.

Si existe deformación y esta es compresión $h < 1$.

En los trastornos orogénicos, la simple presión, y sobre todo la presión inclinada, es muy frecuente.

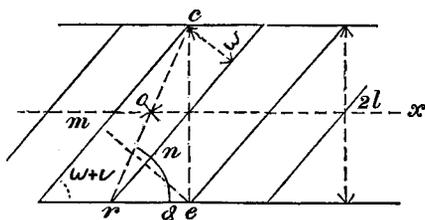
Una presión inclinada es equivalente á una simple presión y á una fuerza tangencial. Si el centro de la masa debe quedar en reposo, la resistencia para ello necesaria y la fuerza tangencial forman un par; si la roca que rodea la masa no es muy resistente, habrá giración hasta que el par sea contrarrestado por la resistencia á esta rotación.

El efecto de la presión sobre los macizos rocallosos es dividirlos en blocs disponiéndose las juntas generalmente en dos series.

Busquemos cual es la máxima separación posible de las juntas.

Sea 2ω el ángulo que las dos series de juntas forman entre sí, v teniendo la misma significación anterior. Los planos de máxima deformación tangencial, en los cuales la resistencia viscosa es un mínimo, formarán como ox el

ángulo $(\omega + v)$. Si llamamos w la separación de las juntas, la figura siguiente nos da.

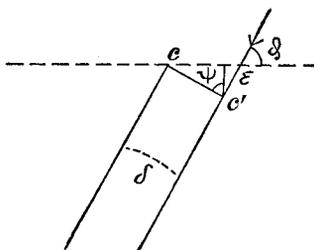


$$m n = w = m e - n e;$$

pero $m e = 2 l \cos (\omega + v)$; $n e = 2 l \operatorname{sen} (\omega + v) \cot \varphi$;

luego $w = 2 l \cos (\omega + v) [1 - \operatorname{tg} (\omega + v) \cot \varphi]$(6)

Pero si la fuerza obra bajo un ángulo φ' , y ha habido una giración muy pequeña medida por el ángulo δ , la figura anterior se convierte en



$c' \epsilon$ es la distancia medida en la dirección de la fuerza, proporcional á la disminución (despotencialización) de la energía.

La figura da $c' \epsilon = c c' \frac{\cos \psi}{\operatorname{sen} \varphi}$; δ siendo muy pequeño tendremos:

$$c c' = o c \delta = \frac{l \delta}{\operatorname{sen} \psi},$$

luego

$$c' r = \frac{l \delta}{\operatorname{sen} \varphi} \cot \psi$$

La disminución de presión por unidad de longitud de grieta, variará con

$$w (c' r) = \frac{4 l^2 \delta}{\operatorname{sen} \varphi} \cos (\omega + v) \left[1 - \frac{\operatorname{tg} (\omega + v)}{\operatorname{tg} \psi} \right] \cot \psi$$

Busquemos qué valor de ψ hace máximo w , separación que corresponde á la mayor disminución de la energía por unidad de longitud de grieta.

Según la teoría de los máximos y mínimos, basta buscar los de la función

$$f(k) = \cot \phi - \frac{tg(\omega + v)}{tg^2 \phi}; \text{ de donde}$$

$$f'(k) = -\frac{1}{\text{sen}^2 \phi} + \frac{2 tg(\omega + v)}{tg^3 \phi \cos^2 \phi}$$

Igualando á cero tendremos:

$$2 tg(\omega + v) = tg \phi; \text{ por consiguiente el valor máximo de } w \text{ será,}$$

$$w = l \cos(\omega + v) \dots \dots \dots (a)$$

En el caso de dos series de grietas, tendremos:

$$w = (1 - 4e) \cos(\omega \pm v) \dots \dots \dots (6)$$

Si p y q son los dos valores de w y hacemos $r = \frac{p}{q}$, tendremos siendo $p > q$

$$tg \omega \, tg v = \frac{r - 1}{r + 1} \dots \dots \dots (7)$$

Aceptada la relación de Poisson, tendremos:

$$tg \omega = \frac{\sqrt{(2-3e)^2 + b^2} - \sqrt{25e^2 + b^2}}{2 \sqrt{(1+e)^2 (1-4e)}} \dots \dots \dots (8)$$

$$tg 2v = \frac{-2b(1-4e)}{(1-4e)^2 - (1+e)^2 - b^2} \dots \dots \dots (9)$$

Sea F la fuerza que obra bajo un ángulo φ : admitamos que la masa de roca queda apoyada sobre un soporte fijo, y supongamos realizada la hipótesis de Poisson. Si U y Q son las componentes horizontal y vertical, tendremos:

$$U = -F \cos \varphi; \quad Q = -F \sin \varphi$$

Las relaciones que ligan las constantes son:

$$e = g = -\frac{Q}{10n}; \quad f = \frac{4Q}{10n} = -4e; \quad b = \frac{U}{n}; \quad a = 0,$$

n siendo el módulo de rigidez.

e y g pueden ser expresadas en función de b ; la sustitución del valor de Q en función de U , nos da

$$e = g = -\frac{b \, tg \, \varphi}{10}$$

Es sabido que un promedio es tanto más exacto, cuanto mayor es el número de observaciones de las que es deducido; y como los datos recogidos en el

terreno sólo se refieren á una pequeña porción de la sierra, el resultado que se obtenga al hacer la aplicación de las fórmulas establecidas, debe tomarse como una primera aproximación del importante cuanto difícil problema que por primera vez vamos á abordar.

Siendo

$$\omega = 30^\circ; w = 0,65; w' = 0,45.$$

la fórmula (7) nos da:

$$v = 17^\circ 29'$$

Pero como el eje de la elipse hace con $o x$ un ángulo agudo negativo, v debe ser tomado con el signo menos.

La ecuación (6) en que entra w , nos da

$$e = 0,083; \quad 1 - 4e = 0,667; \quad 1 + e = 1,083$$

La fórmula en v , da

$$-0,699 = \frac{2b \cdot 0,667}{0,727 + b^2}, \quad a' b = -1,423 \text{ y } b = -0,5$$

De las fórmulas en U y Q , teniendo presentes los valores de e y b , se deduce

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b}{10e}$$

Sustituyendo los valores encontrados, se obtiene para φ , 60° ó 30° : la inclinación de la fuerza ha podido pues variar entre estos límites.

Como

$$e = +0,083; f = -0,332$$

Los ejes del elipsoide siendo A , B y C .

$$A B = (1 + e) (1 + f) = 0,723 \text{ y } C = 1 + g = 1 + e = 1,083$$

tendremos

$$h^3 = 0,783, \text{ ó}$$

$$h = 0,921$$

Siendo menor que uno, ha habido deformación, y ésta ha sido una compresión.

Como la fórmula que da el valor de $v - \mu$, ángulo de torsión, tiene un valor real, concluimos que además de la deformación hubo torsión.

Hemos comparado nuestro plano del sistema de fracturas, con las grietas que M. Daubrée ha producido por presión y torsión; la semejanza es completa aun descendiendo á los detalles; la igualdad de los efectos nos llevó natu-

ralmente á la identidad de las causas, y las presiones y torsiones aparecieron para nosotros como la causa de las fracturas.

Cuando recorriendo el terreno que ocupaban los mares cretáceos, trata uno de explicarse el alabiamiento y sinuosidad de las capas, la existencia de los mismos esfuerzos se impone, sin que sea posible á la imaginación encontrar otra explicación satisfactoria.

Ahora bien, á las mismas conclusiones hemos llegado por el cálculo. Creemos pues, tener razón bastante para concluir que, los esfuerzos que plegaron los sedimentos cretáceos hicieron emerger la sierra y produjeron sus fracturas, fueron esfuerzos de presión y torsión, las fuerzas obrando con una inclinación de 30° ó 60° y su dirección correspondiendo á la bisectriz del ángulo obtuso que las dos series de juntas forman entre sí.

Para concluir, diremos algo de la profundidad de las grietas.

¿Son estas limitadas con la profundidad?

Es indudable que sí, pues el peso de la roca superincumbente tiende necesariamente á cerrar la fractura.

Averiguar en cada caso particular cuál sea este límite, es ciertamente imposible; el problema se presenta complejo y oscuro, dados los muchos detalles que la solución matemática exige y que la experiencia no ha podido aclarar.

Sin embargo, si tan sólo se trata de buscar un límite máximo, el problema se presenta abordable.

Voy á desarrollar la solución dada por Hockins, basada sobre el límite de elasticidad y máxima dureza de las rocas.

Actualmente se considera la corteza terrestre dividida en tres zonas: zona superior de fractura, zona media de fractura combinada con plasticidad y zona inferior de plasticidad.

Las experiencias han conducido al autor citado á las siguientes conclusiones:

1ª—En una región cualquiera, si las tres direcciones principales de un macizo de rocas son iguales, una cavidad esférica no puede existir permanentemente si la presión normal excede los $\frac{2}{3}$ del límite de elasticidad de la roca.

2ª—Si dos de las tres dimensiones principales son iguales, una cavidad cilíndrica de considerable longitud, cuyo eje es paralelo á la tercera dirección, no puede existir permanentemente si una de las fuerzas principales iguala $\frac{1}{2}$ del límite de elasticidad ó fuerza de ruptura.

3ª—(Como muy probable).—Ninguna cavidad puede existir cuando la presión normal es superior al límite de elasticidad ó fuerza de ruptura de la roca.

El mismo profesor dice:

La intensidad de la fuerza en un corte horizontal á cualquiera profundidad es igual al peso de una columna de roca, de sección transversal igual á la unidad de superficie y teniendo por altura la distancia vertical del plano á la superficie.

La forma más adecuada que debe tener una cavidad para resistir al cerramiento es probablemente la esférica.

Admitiremos por fuerza de ruptura de las rocas 1,700 kilos por centímetro cuadrado, y por densidad media de la corteza exterior 2,7 (determinación de G. K. Gilbert).

Como las grietas en la tierra están generalmente llenas de agua, al buscar la profundidad máxima á la cual las cavidades pueden existir permanentemente, es necesario suponer éstas protegidas por la presión hidrostática de una columna de agua alcanzando la superficie; y por consiguiente debe quitarse de la gravedad específica de la roca al determinar la profundidad á la cual el cerramiento debe verificarse.

Bajo la acción lenta de las fuerzas es probable que el agua se escape libremente, y que su viscosidad en las pequeñas grietas no tengan participio.

Si hacemos abstracción de la presión del agua, la máxima profundidad á que puede existir una cavidad será según conclusión (1) $\frac{113400}{27} = 4,300$ metros, ó según (3) $\frac{170000}{27} = 6,300$.

Si las rocas son porosas, y por lo mismo debe llevarse en cuenta la presión hidrostática, debemos quitar uno á la densidad de la roca (contrapresión). Los cálculos efectuados, se obtiene para (1) 6,667 metros y para (3) 1,000. Para las rocas más duras los números anteriores deben ser aumentados probablemente en $\frac{1}{5}$, y por lo mismo la profundidad máxima será 12,000 metros.

Estas conclusiones no se aplican á las rocas que tienen cavidades llenas de agua; tales cavidades pueden existir á profundidades indefinidas ó á lo menos á una profundidad tal, que el líquido y la roca puedan mezclarse en todas proporciones.

Si por cada 30 metros de profundidad la temperatura se eleva 1° C, á 10,000 metros la temperatura sería de 333°, y como á esta profundidad la presión por centímetro cuadrado es de 2,700 kilos, es muy probable que aun para las rocas más duras, 10,000 metros sean la máxima profundidad á que una cavidad puede existir; ó que si una grieta se produce, se cerrará inmediatamente soldándose los fragmentos de la roca.

La profundidad admitida por Heim es de 5,000; de todas maneras, aunque la mineralización sea posible á las grandes profundidades, el hombre jamás podrá abordarlas, impidiéndoselo no sólo el agua sino también la elevación considerable de temperatura.

