

lebrada la sesión, se cerrase el número, publicándose con los trabajos de que se hubiese dado cuenta y que se entregasen para aquella fecha. Los originales restantes quedarían para su publicación en los números siguientes.

Comenzada la sesión científica, el Sr. *Piñerúa* leyó una nota referente á sus experiencias acerca de la causa probable de la fosforescencia de la fosforita de Logrosán.

El Sr. *Llord* presentó los resultados del análisis de las aguas minerales-naturales de Fuencaliente (manantial templado), y después un estudio acerca de su nuevo procedimiento de determinar el fluor por pérdida de peso.

El Sr. *González Marti* dió cuenta de haberse recibido en Secretaría, y con destino á la sesión, dos notas: una del Sr. *Espurz*, de Cádiz, referente á la explicación de un fenómeno óptico (figuras de interferencia en luz convergente en los cristales uniáxicos), y otra del Sr. *Alapont*, de Valencia, en la que trata de la determinación del fósforo en las tierras y de la interpretación de los números encontrados.

Á continuación, el Sr. *Muñoz del Castillo* leyó un trabajo sobre la fosforescencia y centelleo del sulfuro de calcio preparado por el método del Sr. Rodríguez Mourelo, y otro en el que se contradicen algunas opiniones manifestadas por el Sr. Tommasina, referentes á ciertos fenómenos de radioactividad.

Por último, el Sr. *García de la Cruz* expuso verbalmente algunas experiencias para demostrar la gran densidad de los vapores del benceno y del éter; otra en que se observa un caso de formación de película gaseosa, y finalmente algunas consideraciones acerca de las experiencias de Spring, en las que se demuestra que ciertos metales aumentan de volumen cuando se les comprime en determinadas condiciones, y de las cuales deduce el Sr. García de la Cruz consecuencias relacionadas con las propiedades de los cuerpos turbios.

NOTA SOBRE LA EXPLICACIÓN DE UN FENÓMENO ÓPTICO por **Demetrio Espurz**.

Los vistosos fenómenos que se observan al intercalar entre el polarizador y el analizador de un microscopio polarizante una lámina uniáxica, tallada normalmente al eje, han recibido una explicación por vía del cálculo, sobre la cual creemos de interés hacer algunas consideraciones.

Para simplificar el asunto todo lo posible necesitamos recordar algunos preliminares.

Recordemos, ante todo, que en los cristales uniáxicos existen dos direcciones principales de elasticidad, la una dirigida según el eje, y la otra perpendicular á él en cualquier azimut. Cuando en esos cristales penetra una excitación luminosa rectilínea, oblicua al eje, se realiza una descomposición, según dos componentes que van dirigidas en ambas direcciones de elasticidad; ahora bien, estas dos excitaciones componentes no pueden reproducir en cualquier tiempo la vibración rectilínea de origen, porque se hacen discordantes, puesto que las velocidades de propagación, de acuerdo con la fórmula de Newton $v = \sqrt{\frac{e}{d}}$, son distintas en el seno del cristal, por serlo las elasticidades ó valores de e de esa fórmula. De aquí que las vibraciones armónicas componentes puedan representarse por

$$x = \cos \alpha \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T}, \quad y = \sin \alpha \cdot \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta \right),$$

en el supuesto de que la excitación inicial es de amplitud igual á uno y forma el ángulo α con el eje x del cristal. Si δ es positiva, las fórmulas anteriores indican que la elasticidad mayor, y por tanto la velocidad mayor de propagación, corresponde á la dirección y , normal al eje, y que la vibración, según esta dirección, es la que se adelanta y cobra la diferencia de fase δ . Basta desarrollar $\cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta \right)$, y sustituir los valores $\cos 2\pi \frac{t}{T} = \frac{x}{\cos \alpha}$ y $\sin 2\pi \frac{t}{T} = \sqrt{1 - \frac{x^2}{\cos^2 \alpha}}$, para eliminar el tiempo y obtener la ecuación de la trayectoria del punto vibrante, la cual será

$$\frac{x^2}{\cos^2 \alpha} + \frac{y^2}{\sin^2 \alpha} - \frac{2xy}{\sin \alpha \cdot \cos \alpha} \cos \delta = \sin^2 \delta,$$

cuando haya adquirido la vibración componente y el avance de fase δ sobre la vibración componente x . Esa ecuación es la de una elipse, cuyo centro es la posición del punto vibrante antes de ser excitado, y esa elipse va inscrita en el rectángulo de lados $2 \cos \alpha$ y $2 \sin \alpha$, pues los valores extremos que toman con el tiempo x é y , son $\pm \cos \alpha$ y $\pm \sin \alpha$. Pero las posiciones y formas de la elipse, dentro del rectángulo, cambian con la fase δ ; pues para el tiempo $t = 0$ tendrá el punto vibrante

te la abscisa única $x = \cos \alpha$, mientras que la ordenada será $y = \sin \alpha \cos 2\pi \delta$, menor, en general, que $\sin \alpha$ y desde luego variable con δ . Por virtud de la variación de la fase, el punto de tangencia de la elipse, sobre uno de los lados paralelos al eje y , se corre sobre este lado y podrá adquirir un carácter oscilatorio al crecer δ de un modo continuo. Es fácil reconocer que si $\delta = 0$, el punto de tangencia coincide con un vértice del rectángulo y la elipse se reduce á la diagonal que pasa por ese vértice: en efecto, la ecuación anterior se convierte en $\left(\frac{x}{\cos \alpha} - \frac{y}{\sin \alpha}\right)^2 = 0$, ó bien $y = x \cdot \operatorname{tg} \alpha$, que es la de la excitación rectilínea inicial; pero cuando el punto de tangencia desciende, nace la elipse, que se ensancha más y más, hasta que sus ejes coinciden con los del rectángulo; esas elipses se reproducen en orden simétrico al correrse el punto de tangencia por debajo del eje x . Si examinamos el sentido en que se mueve el punto vibrante sobre la curva, veremos que se invierte en cuanto el punto de la tangencia comienza á subir, recuperando el sentido inicial del giro en cuanto vuelve á bajar. Claro es que el período de descenso se cumple mientras $2\pi \delta$ varía de 0 á π , ó bien desde $2n\pi$ á $(2n+1)\pi$, y el de ascenso desde π á 2π , ó bien desde $(2n+1)\pi$ á $(2n+2)\pi$.

Estas últimas particularidades creemos que tienen importancia para el caso de que el punto sea afectado por dos vibraciones elípticas de sentidos concordantes ó discordantes.

Una vez que se ha producido la vibración elíptica en el seno de un cristal uniaxial, merced á una excitación oblicua al eje, puede pasarse á una nueva vibración también elíptica del modo siguiente:

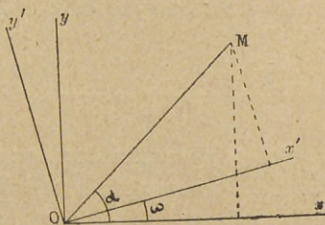


Fig. 1.^a

Supongamos dos láminas sobrepuestas, talladas ambas paralelamente á su eje cristalográfico, y orientados éstos de modo que formen entre sí el ángulo ω (fig. 1.^a). Es claro que las dos vi-

braciones componentes que originan la primera elipse, darán, cada una, otras dos componentes sobre las nuevas direcciones de elasticidad x' é y' , y las excitaciones definitivas sobre estas direcciones serán las sumas de las dos que originan en cada dirección las x é y . El problema de determinar las excitaciones totales x' é y' , es en el fondo el mismo que se trata en Geometría analítica para pasar, de un sistema de coordenadas rectangulares en un plano, á otro de igual clase y origen, en el propio plano; este plano sería el de unión de ambas láminas. Tendremos, por lo tanto,

$$x' = x \cos \omega + y \operatorname{sen} \omega, \quad y' = y \cos \omega - x \operatorname{sen} \omega$$

y sustituyéndolos valores de x é y y desarrollando $\cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \delta\right)$

$$x' = \cos 2\pi \frac{t}{T} (\cos \alpha \cdot \cos \omega + \operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega \cdot \cos \delta) \\ - \operatorname{sen} 2\pi \frac{t}{T} \cdot \operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega \cdot \operatorname{sen} \delta.$$

$$y' = \cos 2\pi \frac{t}{T} (\operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \omega \cdot \cos \delta - \cos \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega) \\ - \operatorname{sen} 2\pi \frac{t}{T} \cdot \operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \omega \cdot \operatorname{sen} \delta;$$

dividamos los factores de $\operatorname{sen} 2\pi \frac{t}{T}$ en estas dos expresiones, por los que acompañan á $\cos 2\pi \frac{t}{T}$, y tendremos:

$$\frac{\operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega \cdot \operatorname{sen} \delta}{\cos \alpha \cdot \cos \omega + \operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega \cdot \cos \delta} \quad \text{y} \quad \frac{\operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \omega \cdot \operatorname{sen} \delta}{\operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \omega \cdot \cos \delta - \cos \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega}$$

expresiones reales que podrán siempre igualarse á dos valores de la tangente trigonométrica; sean éstos

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{\operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega \cdot \operatorname{sen} \delta}{\cos \alpha \cdot \cos \omega + \operatorname{sen} \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega \cdot \cos \delta}$$

y

$$\operatorname{tg} \delta'' = \frac{\operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \omega \cdot \operatorname{sen} \delta}{\operatorname{sen} \alpha \cdot \cos \omega \cdot \cos \delta - \cos \alpha \cdot \operatorname{sen} \omega}$$

y por ser los primeros miembros iguales á las fracciones irreducibles $\frac{\operatorname{sen} \delta'}{\cos \delta'}$ y $\frac{\operatorname{sen} \delta''}{\cos \delta''}$, los términos de las que forman los segundos miembros habrán de ser equimúltiplos de los de éstas y podremos escribir:

$$E \sin \delta' = \sin \alpha \cdot \sin \omega \cdot \sin \delta$$

$$E \cos \delta' = \cos \alpha \cdot \cos \omega + \sin \alpha \cdot \sin \omega \cdot \cos \delta$$

y

$$O \sin \delta'' = \sin \alpha \cdot \cos \omega \cdot \sin \delta$$

$$O \cos \delta'' = \sin \alpha \cdot \cos \omega \cdot \cos \delta - \cos \alpha \cdot \sin \omega$$

y substituyendo

$$x' = E \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta' \right) \quad y' = O \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta'' \right),$$

que son las vibraciones componentes que originan la segunda elipse, pues se ve que ofrecen entre sí la diferencia de fases $\delta' - \delta''$.

Elevando al cuadrado las expresiones que preceden á las acabadas de escribir, y sumando, se tiene:

$$\begin{aligned} E^2 &= \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \omega \cdot \sin^2 \delta + \cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \omega + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \omega \cdot \cos^2 \delta \\ &+ 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \sin \omega \cdot \cos \omega \cdot \cos \delta = \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \omega + \cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \omega \\ &+ \frac{1}{2} \sin 2\alpha \cdot \sin 2\omega \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) = \cos^2 (\omega - \alpha) \\ &\quad - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\omega \cdot \sin \frac{\delta}{2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} O^2 &= \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \omega \cdot \sin^2 \delta + \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \omega \cdot \cos^2 \delta + \sin^2 \omega \cdot \cos^2 \alpha \\ &- 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \sin \omega \cdot \cos \omega \cdot \cos \delta = \sin^2 (\omega - \alpha) \\ &\quad + \sin 2\alpha \cdot \sin 2\omega \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \end{aligned}$$

Para Fresnel, la vibración que va dirigida normalmente al eje cristalográfico da lugar al rayo ordinario y la dirigida según el eje, al extraordinario; y como la intensidad de una vibración armónica es proporcional al cuadrado de su amplitud ó vuelo, según es fácil demostrar, se ve que, siendo E y O , las amplitudes de las nuevas vibraciones componentes x' é y' , sus intensidades podrán expresarse por los anteriores valores de E^2 y O^2 , si se prescinde del factor de proporcionalidad. Notemos que la suma de E^2 y O^2 da siempre la unidad, indicando esto que la luz incidente se ha repartido exactamente entre ambos rayos, lo cual es cierto si se prescinde de reflexiones y absorciones.

Cuando la excitación rectilínea inicial sea de luz blanca, deberán surgir infinidad de elipses, diversamente colocadas dentro del rectángulo, por cuanto á un mismo retraso absoluto, entre las dos vibraciones componentes, tienen que corresponder diferencias de fase tanto mayores cuanto menor sea el tiempo T

de cada vibración; así, por ejemplo, bien distinto es avanzar con $\frac{1}{100}$ de segundo de retraso respecto de una vibración que dura dos segundos, que respecto de otra que sólo emplea uno. De aquí que pueda mirarse transformado el primitivo rayo de luz blanca, polarizado rectilíneamente, al atravesar oblicuamente la primera lámina uniáxica y mientras siga después por medios isótropos, como un prisma de vibración dentro del cual resbalan infinidad de elipses vibrantes, cuyos ejes están muy diversamente orientados. La primitiva excitación OM podía ser cortada en su camino merced á un nicol cuyo eje cristalográfico formase cruz con la dicha excitación; pero una vez producido ese desdoblamiento en una ó muchas elipses, será de todo punto imposible que el nicol impida á la vez el paso de ambas vibraciones; y si la luz primitiva es blanca, la que surja del nicol deberá ser coloreada, porque cada vibración elíptica en particular será afectada por el nicol de un modo distinto, alterándose por esto las proporciones primitivas de las radiaciones simples de la luz incidente.

Otra causa de que dos vibraciones elípticas cobren diferencia de fase, ó sea de situación dentro de los rectángulos respectivos, es que los prismas que alojan la vibración de cada rayo atraviesen la lámina uniáxica con distintas oblicuidades; porque, naciendo esa diferencia de fase de la desigualdad de velocidades de propagación de la luz en las dos direcciones consabidas, la diferencia de caminos recorridos en igual tiempo será tanto mayor cuanto mayor sea la diferencia de espesores de lámina atravesados.

No es de extrañar, pues, que se exprese la diferencia de fase por

$$\delta = 2\pi \frac{ke}{\lambda}$$

siendo $\frac{ke}{\lambda}$ la fracción de circunferencia á que equivale la diferencia de fase, fracción en la cual k , es un coeficiente dependiente de la naturaleza de la lámina y del ángulo de su eje con el rayo de luz, e el espesor de lámina recorrido por éste y λ la longitud de onda de la radiación particular que se considera. Los autores de Óptica suelen sustituir el anterior valor de δ en los de E^2 y O^2 antes escritos.

Lo acabado de decir da á entender que para la anulación

de E^2 y O^2 se requiere, en general, que sean nulos separadamente los dos términos de que constan, puesto que los segundos llevan la variable δ , que imposibilita que se destruyan mutuamente, dada la diversidad de valores con que entrará esta variable en las diversas radiaciones simples, y aun en los rayos de un solo color, pero de distintas oblicuidades.

Para realizar prácticamente las condiciones á que se refiere la figura 1.^a suelen combinarse los siguientes elementos.

En primer lugar, hay que polarizar la luz rectilíneamente para que pueda producir la excitación inicial OM . De esa polarización se encargan las pilas de cristales, inclinadas respecto del rayo incidente según el ángulo de polarización, ó bien los prismas de Nicol ó sus congéneres. Del prisma de Nicol sale nada más la vibración extraordinaria, ó sea la que lleva la dirección del eje cristalográfico, siendo de advertir que este cristal no es más que una lámina gruesa uniaxica, cuyo eje se puede mirar como normal sensiblemente al eje del microscopio; en efecto, el nicol es un largo prisma de espato de Islandia seccionado por el plano diagonal que pasa por los vértices de los triángulos opuestos de mayor abertura (fig. 2.^a), cuyas mitades se pegan luego con bálsamo de Canadá, y como dicho eje cristalográfico forma un ángulo de $45^\circ 22'$ con las caras que forman las cabezas del prisma, viene á ocupar una posición que se aparta poco de la normal al eje del instrumento. Si en vez de emplear ese cristal como polarizador y analizador, nos valiésemos de los prismas de Glazebrook ó de Thompson, cuyas caras de entrada y salida de la luz son normales á las aristas laterales y además contienen el eje cristalográfico, dicha posición de perpendicularidad sería rigurosa.

Una vez logrado que llegue la excitación OM á situarse en el plano de la platina, sería menester recibirla dentro de una lámina uniaxica, cuyo eje cristalográfico fuese paralelo á aquélla; este eje representaría la dirección Ox de la figura 1.^a, y la perpendicular en el plano MOx , por el punto O , que recibe la excitación, nos daría la segunda dirección de elasticidad, sobre la cual actuaría la segunda componente del movimiento elíptico. Propagándose después este movimiento á través de medios isotropos podría recibírsele en un segundo nicol (analizador), de tal modo que su eje cristalográfico, sensiblemente paralelo al plano de la platina, fuese el Ox' , y el Oy' la segunda dirección de elasticidad. Pero la componente en esta segunda direc-

ción es suprimida por el nicol, porque da lugar al rayo ordinario, el cual ya se ha dicho que no atraviesa ese analizador. Sin embargo, el paso á la segunda elipse se lograría sustituyendo el nicol analizador por una lámina uniáxica ordinaria cuyo eje cristalográfico quedase situado paralelamente á la platina.

Así dispuestas las cosas, los fenómenos resultantes se pueden interpretar con ayuda de las fórmulas antes encontradas para E^2 y O^2 , según puede verse en los tratados de Óptica.

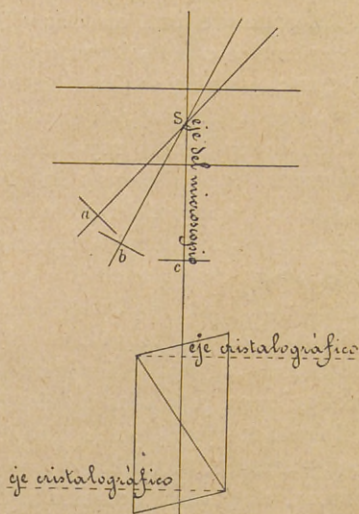


Fig. 2.^a

Pero esas mismas fórmulas se las quiere aplicar también, á nuestro entender ilógicamente, al caso de que la lámina puesta en la platina tenga su eje cristalográfico confundido con el del microscopio, es decir, el caso de una lámina tallada normalmente al eje.

Analicemos este caso con ayuda de la figura 2.^a

Supongamos una sección del instrumento hecha por su eje, sección que vamos á confundir con el plano de la figura y en la cual vamos á situar el eje cristalográfico del polarizador, normal á aquél é inmóvil durante todas las manipulaciones. El haz de rayos salido del polarizador es concentrado por un sistema de lentes en el punto S del interior de la lámina (no representadas aquéllas en la figura, así como tampoco las restantes par-

tes del instrumento). Esos rayos deben vibrar con vibraciones transversales rectilíneas, paralelas todas al plano de la figura, que es la sección principal impuesta por la dirección de la luz incidente y la posición del eje cristalográfico del polarizador, arbitrariamente elegida. Se ve fácilmente que, al llegar dentro de la lámina las diversas excitaciones a, b, c, \dots que corren á lo largo de los rayos contenidos en la sección principal mencionada, se descompondrán todas las que sean oblicuas al eje, es decir, todas menos la que avanza según el eje del instrumento que es á la vez el del cono de luz, en dos vibraciones componentes x é y , la x según el eje cristalográfico y la y normal á él, en el plano de la figura; estas dos vibraciones cobran una diferencia de fase dentro de la lámina y originan la vibración elíptica. Las excitaciones de los demás rayos del cono se corren á lo largo de éstos, normalmente á ellos y en planos paralelos al de la figura, que es el de polarización de la luz. De todas estas excitaciones solamente dejan de ser oblicuas al eje del cono las que avanzan según los rayos contenidos en un plano perpendicular al de la figura que pasa por dicho eje. Con excepción, pues, de estas últimas vibraciones y de la que sube por el eje del cono, todas las demás originan vibraciones elípticas; y por ser todas esas excitaciones paralelas al plano de la figura, así como el eje cristalográfico (ya se sabe que es sólo una dirección) en cada punto excitado, todas las elipses deben situarse, por lo menos al nacer, en planos paralelos al de la figura.

El cono de luz emergente de la lámina entra en un sistema de lentes convergentes, seguidas ó no de un microscopio, y por fin en el analizador, tras del cual coloca su ojo el observador, aunque también puede proyectarse la luz sobre una pantalla.

Ahora bien, el error en que creemos incurren los autores que tratan este caso por vía de cálculo, consiste en tomar como componentes x é y para la primera elipse, cual si pudiera en este caso engendrarse paralelamente á la platina, dos componentes *que son ambas perpendiculares al eje cristalográfico*, siendo así que hemos visto que una de ellas debía ir confundida necesariamente con ese eje. Pero se ha visto que ahora las elipses se engendran en planos paralelos al del papel, plano que resulta perpendicular al de la platina, con el cual se confundía ó era paralelo el yOx , así como el $y'Ox'$, en el caso de láminas talladas paralelamente al eje cristalográfico.

Así, pues, el plano de cualquiera elipse, y el $y'Ox'$ de la se

gunda formarían ahora un diedro recto, supuesto que este segundo plano lo determinan, OM (paralela por suposición á la platina), y Ox' (también paralela á la platina). Y si pretendemos confundir ambos planos, para que sea posible la transformación de coordenadas que nos ha servido de base para hallar los valores de E^2 y O^2 , veremos que esto sólo será posible cuando el eje cristalográfico del analizador se sitúe en el plano de la figura ó siquiera desviado muy poco de ella, pero de ningún modo cuando, debiendo girar para que muestre la sucesión de fenómenos, venga á colocarse en posición normal ó formando ángulos de consideración con dicho plano.

Así, pues, la transformación de coordenadas que nos ha conducido á los valores de E^2 y O^2 , con los cuales se pretenden explicar los anillos y cruces que constituyen el fenómeno, es actualmente imposible, y son inaplicables al caso dichas expresiones.

Los autores aludidos pretenden además que todas las excitaciones OM , entren en la lámina paralelamente á la platina, lo cual sólo puede concederse para débiles convergencias del cono de luz.

Sigamos aún más de cerca el modo como se quieren explicar los fenómenos. Ya hemos dicho que se toman para componentes x é y , dos perpendiculares entre sí y normales al eje cristalográfico; pero si las elasticidades van á ser ahora iguales, ¿cómo va á surgir la diferencia de fase δ , necesaria para el movimiento elíptico? Y aunque no se ofreciese esta dificultad, ¿cómo se van á contar los ángulos α y ω , de cuyas variaciones se quieren deducir las diversas particularidades del fenómeno, si es así que el origen de esos ángulos, ó sea la posición del eje Ox , sería en este caso perfectamente indeterminada, puesto que no hay ninguna particularidad física que permita distinguir en un cristal uniaxial una perpendicular de otra, entre las infinitas que admite el eje á su alrededor? Así, pues, la anulación de la luz ordinaria ó extraordinaria, aunque viniese en este caso representada por los valores de O^2 y de E^2 , ya vistos, anulación que exige por separado la de sus dos términos, no puede lograrse sino merced á valores convenientes de α y de ω , los cuales, por la absoluta incertidumbre del origen para contarlos, se prestan á obtener *á la vez* todas las conclusiones que puedan derivarse, aunque sean las más contradictorias: cuando hayamos dado con los valores de α y ω , que conducen á la total anulación

de E^2 ó de O^2 , somos muy dueños de variar el origen de los ángulos, y llegaremos á obtener con igual lógica que la obscuridad debe trocarse en viva iluminación de las mismas partes del campo.

Para no hacer esta nota demasiado larga no queremos señalar otras causas de indeterminación que hemos notado en un excelente libro de un distinguido Ingeniero español, cuando después de haber emprendido la vía ordinariamente seguida por los autores, pretende deducir los fenómenos, suponiendo que el cristal uniaxíco es el caso límite de uno biaxíco, tallado normalmente á la bisectriz aguda, con la cual vendrían á confundirse los dos ejes ópticos cuando su ángulo se redujese á cero.

II

Á continuación vamos á proponer una explicación de los fenómenos, basada en la interferencia de las vibraciones elípticas, previamente animadas de un movimiento oscilatorio que es posible adquieran en las inmediaciones del vértice del cono de luz.

Fijémonos en el aspecto del campo luminoso. Aparece surcado de un sistema de anillos concéntricos, alternativamente luminosos y oscuros, irisados si la luz incidente es blanca, que son atravesados por una cruz cuyos brazos son negros cuando el analizador se coloca en la posición de extinción, ó sea, cuando la sección principal que determinan el eje del microscopio (y en general el del conoscopio que se emplee) y el cristalográfico, es perpendicular á la sección principal del polarizador (la del papel por suposición); esa cruz se vuelve blanca cuando se hace girar el analizador 90° alrededor del eje del instrumento, con lo cual queda en la posición de admisión y paralelas las secciones principales de ambos nicoles. Los brazos de las dos cruces van orientados según los ejes cristalográficos de ambos nicoles cuando éstos se cruzan en ángulo recto. Al mismo tiempo que se pasa gradualmente de la cruz blanca á la negra, ó al revés, mediante el giro del analizador, se pasa también de un sistema de anillos á otro, cuyas tintas, si se trata de luz blanca, son complementarias y ofrecen el máximo de luz ó de obscuridad en los puntos donde el otro sistema se presenta con el máximo de obscuridad ó de luz respectivamente.

La primera impresión que sugiere la observación atenta del fenómeno es, que ambos sistemas de anillos y cruces caminan superpuestos, de tal manera que los blancos coinciden con los negros, y que para hacer visible uno de los sistemas es menester anular el otro, operación de la cual se encarga el analizador. Por eso cuando se quita este cristal queda el campo totalmente bañado en luz, sin que se observe nada de particular en él.

Otro de los resultados á que se llega por la simple observación de los fenómenos, es que la luz, polarizada en planos paralelos á la sección principal del polarizador, no conserva, totalmente al menos, su paralelismo después que sale de la cámara, puesto que al poner ambos nicoles en posición de extinción, el campo, que se presenta uniformemente obscuro retirando la lámina, ofrece regiones de luz, que es máxima hacia los puntos de los anillos claros equidistantes de los brazos de la cruz negra, que se ve junto con esos anillos y los oscuros, al restablecer la lámina sobre la platina.

El lugar que parece más racional para que se realice esa perturbación, que altera probablemente el paralelismo de las excitaciones entrantes en la lámina, es el punto *S*, en donde los rayos se cruzan. Y mejor que cruzarse y atravesarse las elipses vibratorias en el punto *S*, pensamos que se rechazan las que avanzan por dos generatrices opuestas, haciendo entre sí cambio de ruta y avanzando, desde ese instante, cada una por la generatriz del cono en que caminaba la otra. De ese choque ó encuentro podrá nacer un movimiento de oscilación de las elipses, del cual antes carecían; y teniendo en cuenta que las vibraciones que avanzan según dos generatrices simétricas del plano de polarización son evidentemente concordantes, y llegan á *S* al mismo tiempo, al chocar también entre sí es muy probable que la oscilación que adquieren sea tal, que se conserven en todo instante simétricas del plano de polarización. Por virtud de este supuesto movimiento oscilatorio el campo de interferencia de la elipse con sus inmediatas será más extenso que si todas avanzasen paralelas.

Mantenido así las cosas á través de los medios isótropos que hay encima de la lámina, llega por fin la luz al analizador, y en éste queda cortado el paso de las vibraciones que más se aproximan al plano normal á su sección principal, teniéndolo franco las que en aquel instante fortuito vibran en planos sensiblemente paralelos á dicha sección; sólo que esas vibraciones elípticas

quedan sujetadas por el nicol mientras van penetrándole, perdiendo sus planos el movimiento de oscilación que adquirieron: vuelve el nicol, en una palabra, á repetir la ordenación en planos paralelos que ejecutó el primer nicol, pero en el trayecto van desapareciendo las elipses componentes y', quedando reducidas á las x' , únicas que salen al exterior.

Los fenómenos luminosos presentan una simetría evidente respecto de ambos brazos de la cruz, simetría que se corresponde con la que ofrecen los rayos del cono respecto de los planos meridianos orientados según dichos brazos; esta doble simetría deberá persistir, si el supuesto movimiento de oscilación de las vibraciones es como antes se ha dicho.

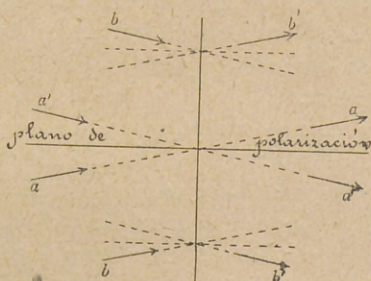


Fig. 3.^a

En la figura 3.^a se han dibujado, vistas de perfil, dos pares de vibraciones elípticas aa' y $a'a'$, simétricas é inmediatas al plano de polarización, y otros dos pares de vibraciones sensiblemente rectilíneas bb' y $b'b'$, casi normales al segundo plano de simetría; por ser concordantes los movimientos de cada pareja, se indican éstos por flechas de igual sentido.

Vese que al interferir cada pareja de vibraciones, de las inmediatas á los brazos de la cruz (es menester que sus campos de vibración se penetren, ó sean por lo menos tangentes), el movimiento resultante se orientará según el primitivo plano de polarización. De aquí que, cuando ambos nicoles están cruzados, quede cortado el paso de la luz, no sólo de las resultantes de los movimientos elípticos, sino también de las de los movimientos rectilíneos, porque todas esas resultantes estarán en cruz con el eje cristalográfico del analizador. Por el contrario, todas esas resultantes tendrán franco el paso (sólo como vibracio-

nes α') cuando el segundo nícol gire 90° . Queda de este modo explicada la formación sucesiva de ambas cruces.

Para explicar la formación de los anillos, basta que nos fijemos en lo que debe ocurrir en una de las cuatro regiones en que el campo se divide por los brazos de la cruz. Imaginemos dos rayos de luz monocromática, suficientemente próximos para que las elipses que corren por ellos puedan interferir; si los espesores de lámina atravesados son e y e' , la diferencia de fases de ambas elipses vendrá dada por

$$\delta - \delta' = 2\pi k \frac{e - e'}{\lambda};$$

y si la diferencia $e - e'$ es tal, que dichas dos elipses son de movimientos concordantes, éstos darán lugar á una luz más ó menos viva, según sea mayor ó menor la concordancia, y producirán la ausencia de luz cuando la discordancia sea tal, que se anule el movimiento. Si la luz fuese blanca, se verá que, en un punto en donde dos radiaciones determinadas son totalmente concordantes ó discordantes, una de ellas y otra tercera, en la que λ sea distinta, ya producirá en general una interferencia de menor concordancia ó discordancia que las dos primeras, alterándose por esto la composición de la luz, que ofrecerá irisaciones. Ahora bien, dado que los rayos luminosos, distribuidos sobre una misma superficie cónica, ofrecen con sus inmediatas la misma serie de valores para la diferencia $e - e'$, se echa de ver que, si uno de esos rayos da luz ú obscuridad al interferir con otros en un punto, deberá ocurrir lo propio en los restantes puntos del paralelo que no pertenezcan á los brazos de la cruz. Claro es también que, haciendo crecer la diferencia $e - e'$ de un modo progresivo, aparecerá en sentido radial una alineación de puntos alternativamente brillantes y oscuros, y, sucediendo lo mismo en todos los radios que no formen parte de los brazos de la cruz harán surgir los anillos interceptados por ésta, alternadamente luminosos y oscuros.

La esfumación que aparece en la periferia del campo podría explicarse admitiendo, para los rayos más alejados del eje del cono, un mayor campo de interferencia, á causa quizás de que las elipses correspondientes son menos estrechas que las que corren por rayos inmediatos al eje de dicho cono, lo cual ocasionaría, al oscilar, mayor número de contactos con otras elipses,

concordantes y discordantes, que originarían la tinta grisácea que se observa.

Una vez reconocido que el campo debe verse irisado, si la luz incidente es blanca, se deduce ya que las tintas que se observan, en las posiciones de admisión y de extinción, deben ser complementarias. En efecto, la luz extinguida ó muy debilitada, en una de esas posiciones, corresponde á movimientos ortogonales con el eje cristalográfico del analizador ó poco distantes de esa posición, los cuales quedarán en posición de admisión al girar 90° del cristal, de tal modo que en todo instante la luz que pasa y la extinguida componen la luz blanca incidente.

TABLA INTERNACIONAL DE LOS PESOS ATÓMICOS PARA 1904,
por **José Muñoz del Castillo.**

Acordada en nuestra reunión del 29 de Febrero último la publicación, en los ANALES, de los pesos atómicos vigentes para este año, he aquí literalmente traducido, el informe sobre los mismos de los Sres. F. W. Clarke, T. E. Thorpe, K. Seubert y H. Moissan, que constituyen la Comisión internacional.

«En la tabla de los pesos atómicos para 1904, únicamente dos variaciones desde 1903 merecen atención: el peso atómico del Cesio ha sido algo modificado con arreglo á las últimas determinaciones de Richards y Archibald, y el del Cerio en conformidad con las de Braunner. El del Lantano sigue en discusión, y cualquier cambio en el mismo resultaría prematuro. É idéntica consideración puede ser oportuna con respecto al Iodo: Ladenburg cree haber demostrado que la cifra hoy aceptada es acaso demasiado grande; mientras otras investigaciones patentizan, por el contrario, que podrá aumentar; y, en consecuencia, hasta que la cuestión se dilucide nada aconseja la alteración del número ya de antes consignado.»

«Muchos de los pesos atómicos corrientes se hallan establecidos de manera no menos incierta, pudiéndose citar en concreto los de los elementos raros Galio, Indio, Columbio, Tantalio, etc., y los de algunos de los simples más comunes. Entre los metales, dichas constantes del Mercurio, el Estaño, el Bismuto y el Antimonio deben ser objeto de investigación en vista de que los datos existentes no parecen concordar; y la del Paladio, á causa