

OBSERVACIONES ACERCA DEL TIEMPO DE SENSIBILIDAD DE LA CAMARA DE NIEBLA

por K. SITTE

The Physical Laboratories, The University, Manchester

Traducción de V. J. Kowalewski, Instituto de Física, Buenos Aires

I. Es bien sabido que las cámaras de niebla permanecen sensibles a las partículas ionizantes sólo por un tiempo relativamente breve, después de que ha tenido lugar la expansión. El calor que penetra a la cámara desde las paredes, y que por consiguiente disminuye la sobresaturación de los vapores en el gas de la cámara, es considerado generalmente como la única, o la principal causa de la limitación del tiempo de sensibilidad. La finalidad de esta nota es la de indicar que otro factor, que siempre se encuentra presente, aún cuando generalmente es casi despreciable, puede, en ciertos casos particulares importantes, jugar un rol esencial y aún predominante.

Recordemos ante todo la definición habitual del «tiempo de sensibilidad» de una cámara de niebla. Este es definido como el intervalo de tiempo durante el cual la sobresaturación en la cámara permanece suficiente como para producir la condensación a lo largo de los rastros de las partículas ionizantes. Esta definición fué dada por Williams⁽¹⁾, quien también estudió el proceso físico involucrado, y dedujo una teoría sencilla del mismo. Será de utilidad comenzar con una breve recapitulación de sus razonamientos.

La cámara de niebla está llena de un gas de volumen inicial V_1 y presión P_1 a una temperatura T_1 ; después de la expansión adiabática con una relación de expansión $(1+r)$, estas

⁽¹⁾ E. J. WILLIAMS, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 35, 512, (1939).

magnitudes serán: $V_2 = V_1(1+r)$; $P_2 = P_1(1+r)^{-\gamma}$; $T_2 = T_1(1+r)^{1-\gamma}$. Si se utiliza una mezcla de vapores, γ debe calcularse mediante la fórmula:

$$(1) \quad \frac{1}{\gamma-1} = \frac{1}{\gamma_0-1} \frac{P_0}{P} + \sum \frac{1}{\gamma_i-1} \frac{P_i}{P}$$

en la cual P_0 , P_i indican las presiones parciales del gas y de los componentes del vapor; γ_0 y γ_i los valores correspondientes de las relaciones c_p/c_v de los calores específicos, y P la presión total.

Sea $(1+r)$ la máxima relación de expansión para la cual aún se forman rastros sin formación de nube, y $(1+r-\delta r)$ la mínima relación de expansión para la cual aún se observan los rastros de las partículas. La presión y la temperatura correspondientes a $(1+r-\delta r)$ son $P_2 + \delta P$; $T_2 + \delta T$. Indicamos la máxima disminución de temperatura $T_1 - T_2$ por T . Entonces, puesto que r es pequeño y $\delta r \ll r$, tenemos que:

$$(2) \quad \delta P = \gamma P_1 (1+r)^{-1-\gamma} \cdot \delta r$$

y aproximadamente:

$$(3) \quad \delta T/T = \delta r/r.$$

Mientras el gas en la cámara es enfriado por la expansión hasta una temperatura T_2 , las paredes circundantes permanecen, debido a su mayor capacidad calorífica y conductividad, prácticamente a la temperatura T_1 . A consecuencia de esto, inmediatamente después de la expansión el gas en la inmediata vecindad de las paredes comienza a calentarse por conducción. La pequeña conductividad del gas hace muy lento este proceso de conducción y por consiguiente, sólo es calentada directamente una capa muy delgada del mismo. Sin embargo, su dilatación produce una disminución del volumen de la parte central del gas en la cámara: o sea, lleva al gas a un estado igual al producido por una expansión de menor relación de expansión. Por consiguiente, la formación de los rastros dejará de ser posible tan pronto como el aumento de la presión de la parte central del gas, debido a su compresión, alcance el valor definido por la ecuación (2). Puede verse de la (3) que el aumento de temperatura de la parte central es

completamente despreciable ($\delta r/r$ es generalmente del orden 0,01 y nunca mayor de 0,1), y puede además mencionarse que: (I) el aumento de temperatura de la parte central del gas por conducción directa es pequeño comparado con δT , y consecuentemente (II) el espesor de la capa que es calentada en forma apreciable es en realidad muy pequeño comparado con las dimensiones de la cámara.

Williams pudo, por consiguiente, aplicar un tratamiento unidimensional simple al problema de conducción de calor considerado, el resultado del cual, para el aumento de volumen δV de la capa limítrofe calentada por la superficie S de las paredes de la cámara después de un tiempo t , es:

$$(4) \quad \delta V = 1,14 S \frac{T_1 - T_2}{T_2} a t^{1/2},$$

en la cual $a^2 = k/\rho c$; siendo k = conductividad térmica; ρ = densidad y c = calor específico del gas de la cámara.

El aumento δV del volumen de la capa limítrofe produce un decrecimiento igual del volumen de la parte central del gas y, por consiguiente, un aumento de presión δP :

$$(5) \quad \delta P = \gamma (P_2/V_2) \delta V = \gamma (P_1/V_1) (1+r)^{-1-\gamma} 1,14 \cdot S \frac{T_1 - T_2}{T_2} \cdot a \cdot t^{1/2}.$$

Esta expresión puede ser simplificada con suficiente aproximación, introduciendo $(T_1 - T_2)/T_2 = [(1+r)^{\gamma-1} - 1] \cong (\gamma-1) r$. Este δP aumenta con el tiempo y después de un tiempo igual al «tiempo de sensibilidad» t_s llega a ser igual al δP crítico de la ecuación (2):

$$(5a) \quad \gamma P_1 (1+r)^{-1-\gamma} \delta r = \gamma (P_1/V_1) (1+r)^{-1-\gamma} 1,14 S (\gamma-1) r a t_s^{1/2}$$

y tendremos, para el tiempo de sensibilidad t_s :

$$(6) \quad t_s = 0,777 \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 \left(\frac{V_1}{S}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma-1}\right)^2 \left(\frac{c}{k}\right).$$

Esta fórmula ha sido obtenida por Williams (loc. cit.) de un modo muy similar y ha sido, desde entonces, verificada

en sus aspectos esenciales ⁽²⁾. Observemos además que el trabajo necesario para aumentar la presión de la parte central del gas hasta el valor crítico (2) es del orden:

$$(7) \quad \delta W = P_2 \delta V = P_1 V_1 (1+r)^{-\gamma} \delta r = \left(\frac{M}{M_0}\right) R T_1 (1+r)^{-\gamma} \delta r$$

con la notación habitual. Para dar una idea de la cantidad de trabajo involucrado, calculemos el valor numérico de la (7) para una cámara que contiene un mol de gas operando bajo las siguientes condiciones: $(1+r) = 1,10$; $\delta r = 0,005$; $\gamma = 1,30$; $T_1 = 290^\circ \text{K}$ (estos valores son muy próximos a los de la cámara de Williams, para la cual el tiempo de sensibilidad medido era de 0,4 seg.). Obtenemos de la (7):

$$(7a) \quad \delta W = \delta Q = 1,05 \times 10^8 \text{ ergios} = 2,5 \text{ cal.}$$

La conclusión inmediata de la (7) es que *todo* proceso que disipe una energía del orden adecuado y que conduzca a una compresión adiabática del gas de la cámara puede y debe ser considerado como un posible factor limitador del tiempo de sensibilidad de la cámara de niebla.

II. Procederemos a continuación a discutir un tipo tal de proceso que, aunque siempre presente, será de importancia sólo en casos especiales. Se trata de la «producción interna de calor» dentro de la cámara debido a la condensación del vapor sobresaturado sobre los iones. Esto puede a primera vista parecer no muy evidente, ya que uno normalmente no considera que la temperatura de las gotas, si no hubiese intercambio de calor con el gas circundante, sería de varios centenares de grados. Claro está que en realidad este calor será transmitido al gas en la inmediata vecindad de las gotas, del mismo modo en que el calor de las paredes pasa a la capa limítrofe de las mismas; la «capa limítrofe» alrededor de las gotas se expandirá y, consecuentemente, comprimirá la parte central del gas en la cámara: otro proceso en perfecta analogía con el considerado por Williams. Debemos demostrar, sin embargo, que por lo menos bajo condiciones favo-

⁽²⁾ véase p. ej. N. N. Das Gupta y S. K. GHOSH, *Rev. Mod. Phys.* 18, 225, (1946).

rables el proceso descrito puede producir la cantidad de calor requerida por la (7).

Si llamamos q el calor de vaporización de la mezcla utilizada, ρ_d y v_d la densidad y el volumen respectivamente de las gotas formadas, el calor producido por la formación de una única gota es:

$$(8) \quad Q_d = \rho_d \cdot v_d \cdot q.$$

Siempre que la atmósfera de vapor en torno a una gota pueda considerarse como prácticamente invariable, la velocidad con que aumenta el volumen de las gotas es tal que su superficie es proporcional al tiempo. Utilizando los valores numéricos de Hazen⁽³⁾, podemos escribir para v_d :

$$(9) \quad v_d \cong 4,7 \cdot 10^{-8} \cdot t^{3/2}$$

de modo que en una mezcla de agua y alcohol ($\rho_d \cong 0,9$; $q \cong 350$ cal.) el calor desarrollado por gota es:

$$(8a) \quad Q_d = 1,48 \cdot 10^{-5} \cdot t^{3/2} \text{ cal.}$$

Después de un tiempo de medio segundo, (que es aproximadamente el tiempo de sensibilidad de una cámara de tamaño mediano), el calor Q_d por gota es aproximadamente $5 \cdot 10^{-6}$ cal., siendo necesarias $5 \cdot 10^5$ gotas totalmente desarrolladas para insensibilizar la cámara, aún sin ningún calentamiento proveniente de las paredes. Si recordamos que el número de gotas formadas en el rastro de una partícula alfa, o en la de cualquier otra partícula fuertemente ionizante de unos cuantos Mev de energía, es de 2 a $4 \cdot 10^5$, y que el rastro dejado en el aire por un proceso de fisión contiene hasta $2 \cdot 10^6$ pares de iones⁽⁴⁾, se puede pensar que ya unos pocos rastros producirían suficiente calor como para exceder en su efecto al calentamiento proveniente de las paredes. Sin embargo, esto no es así. No se puede, en el caso de los rastros densos, calcular el volumen de la gota mediante la fórmula de Hazen, ya que la sobresaturación de la atmósfera

⁽³⁾ W. E. HAZEN, *Rev. Sci. Instr.* 13, 247, (1942).

⁽⁴⁾ W. JENTSCHKE y F. PRANKAL, *Phys. Zeits.* 40, 706, (1939).

de vapor en la proximidad inmediata de las gotas no sólo será disminuída, sino que estará localmente completamente agotada mucho antes de que las gotas alcancen su tamaño final predicho. Esto puede ser fácilmente demostrado: vemos, por ejemplo, que el volumen total de las $3 \cdot 10^5$ gotas de un rastro de una partícula alfa después de medio segundo sería aproximadamente $5 \cdot 10^{-6}$ cm³, de acuerdo con la fórmula de Hazen, mientras que el volumen ocupado por el rastro en su totalidad, que puede ser calculado p. ej. a partir del «espesor 90 %», de acuerdo con Blackett⁽⁵⁾ (o sea, el espesor dentro del cual permanece el 90 % de todos los iones después de haber transcurrido un tiempo t entre su formación y la expansión de la cámara), es del mismo orden. El «espesor 90 %» es:

$$(10) \quad x = 4,7 \sqrt{D_i t}$$

en la cual D_i es el coeficiente de difusión de los iones. t debe ser pequeño para una cámara buena y generalmente no es más que 0,01 seg. aproximadamente. El coeficiente de difusión D_i en el oxígeno es 0,032, por consiguiente, el «volumen» v_t del rastro de una partícula alfa de un alcance $R=5$ cm. resulta:

$$(11) \quad v_t = \pi \frac{x^2}{4} R \cong 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$$

que es aproximadamente igual a sólo cinco veces el volumen total de las gotas, relación evidentemente demasiado pequeña, ya que debe recordarse que la distribución de las gotas a lo largo del volumen del rastro no es uniforme, sino que tiene un máximo bien definido en el medio del rastro. Por consiguiente, no sólo no hay suficiente vapor disponible para que crezcan los rastros: ¡No hay siquiera suficiente lugar! Por consiguiente debemos abandonar este modo de calcular el efecto.

Sin embargo, existe otra manera muy sencilla. Aunque las gotas agotarán pronto el vapor sobresaturado dentro del volumen del rastro, ellas aún pueden extraer material de la atmósfera exterior de vapor. El proceso real es más bien complicado, pero ya que aquí sólo estamos interesados en consideraciones de orden

(5) P. M. S. BLACKETT, *Proc. Roy. Soc. (A)*, 146, 281, (1934).

de magnitud, podremos obtener una respuesta suficientemente precisa suponiendo que se condense todo el vapor sobresaturado que puede difundirse dentro del volumen del rastro desde una atmósfera exterior cuya densidad es constante a una distancia infinita, y que no se regenere en los puntos en que su densidad disminuye debido a la difusión dentro del «pozo del rastro». Suponiendo una densidad inicial constante ρ_s del vapor sobresaturado «condensable», y reduciendo las dimensiones del «pozo» a las de un cilindro infinitamente delgado, reducimos nuestro problema al de la solución de la ecuación de difusión cilíndrica con condiciones de contorno más bien sencillas.

Podemos escribir la solución de este problema de difusión en la forma $\rho = \rho_s \Phi(r, \sqrt{Dt})$, en la cual Φ se anula para $r=0$ y es igual a 1 a una distancia infinitamente grande. La cantidad m_l condensada en un cm. de rastro es pues:

$$(12) \quad m_l = \rho_s \int_0^r 2\pi r [1 - \Phi(r, \sqrt{Dt})] dr.$$

La determinación del valor numérico de la (12) con la solución correcta Φ es más bien engorrosa y el resultado, desde el punto de vista de las dimensiones y de los tiempos, es muy próximo al de otra aproximación que preferimos por su simplicidad: podemos suponer que todo el vapor contenido en un cilindro de radio igual al camino medio de difusión, « r » = $\sqrt{2Dt}$, puede difundirse dentro del «pozo» y que nada se difunde desde el exterior de este cilindro, (esto conduce a valores correctos para el problema de la difusión lineal, en el cual Φ es la integral del error de Gauss $\psi(r/2\sqrt{Dt})$, función que evidentemente satisface a las condiciones de contorno impuestas a Φ). Así es que escribimos para la (12):

$$(12a) \quad m_l = 2\pi \rho_s Dt$$

y aún puede observarse que utilizando esta ulterior aproximación subestimamos, aunque ligeramente, la cantidad realmente condensada.

La densidad inicial del vapor sobresaturado «condensable» puede ser obtenida como diferencia entre las cantidades M_1 y M_2

que están en equilibrio a la temperatura inicial T_1 y la final T_2 respectivamente:

$$(13) \quad p_1 V_1 = (M_1/M) RT_1 \quad \text{y} \quad p_2 V_2 = (M_2/M) RT_2.$$

Las presiones parciales p_1 y p_2 del vapor o vapores son conocidas, de ahí que la cantidad total $\delta M = M_1 - M_2$ de vapor condensable puede ser calculada. Para una cámara que contiene un mol a la presión inicial de una atmósfera y de las características antes mencionadas, obtenemos, por ejemplo:

$$(14) \quad \rho_s = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ gr./cm}^3.$$

Reemplazando en la (12) obtenemos la cantidad total de vapor condensado por centímetro de longitud del rastro, y multiplicándolo por $q = 350$ cal. obtenemos la cantidad aproximada de calor desarrollado por cada centímetro de rastro denso:

$$(15) \quad Q_t = m_t \cdot q \cong 2,1 \cdot 10^{-2} \cdot t \text{ cal.}$$

(Se ha utilizado aquí para D el valor 0,2, intermedio entre los del alcohol y del agua).

Resulta, por consiguiente, que unos 200 cm. de longitud total de rastros densos detendrían la formación de nuevos rastros, en una cámara de las dimensiones consideradas, al cabo de medio segundo, y contribuirían de este modo a limitar el tiempo de sensibilidad en igual grado aproximadamente que el calentamiento proveniente de las paredes. En trabajos de física nuclear pura se utilizan generalmente cámaras más pequeñas: para una cámara de un litro de capacidad y de proporciones similares, el tiempo de sensibilidad debido al efecto de las paredes sería aproximadamente 0,05 seg. y consecuentemente lo igualaría el efecto de la condensación de unos 100 cm. de rastro.

En las experiencias de física nuclear es a veces de importancia fundamental fotografiar simultáneamente un gran número de partículas fuertemente ionizantes. Es en estos casos en que el efecto aquí discutido es de particular interés, y bien puede resultar un factor decisivo en la limitación del tiempo de sensibilidad.

En la mayoría de los trabajos sobre radiación cósmica, por otro lado, no aparecen muchos rastros densos en una sola fotogra-

fía, y el calor originado en los rastros no será, en general, suficientemente grande como para ser comparable con el disipado por las paredes de la cámara.

En todas estas consideraciones hemos despreciado completamente, hasta ahora, una contribución debida a las gotas de fondo que están siempre presentes. Es muy difícil dar una regla general respecto del número de tales gotas que pueden ser admitidas; esto dependerá de muchos factores y variará dentro de amplios límites. Para una cámara de profundidad moderada podemos aventurarnos a establecer en un cálculo prudente, un número «permitido» de 10 a 100 gotas por cm^3 , dependiendo el valor exacto de las condiciones experimentales. Recordando que para estas gotas son válidas las suposiciones de crecimiento independiente de la fórmula (9) de Hazen, y recordando las conclusiones extraídas de las fórmulas (7a) y (8a), según las cuales en una cámara mediana son necesaria unas $5 \cdot 10^5$ gotas bien desarrolladas para extinguir la sensibilidad al cabo de medio segundo aproximadamente, debemos concluir que la contribución de las gotas de fondo no es de ningún modo siempre despreciable. Será en particular importante para una cámara grande, ya que el efecto de las gotas de fondo es proporcional al volumen, o mejor dicho, sería proporcional al volumen si la densidad de fondo se mantuviera igual para todas las diferentes profundidades. Aunque esto no es rigurosamente cierto y el número de gotas de fondo será menor, en general, para una cámara profunda, es fácil ver que a medida que aumentan las dimensiones de la cámara, esta «contribución de fondo» gana en importancia respecto del efecto de las paredes.

III. Durante unas recientes experiencias con cámara de niebla tuvimos, en forma completamente accidental, una oportunidad de comprobar la existencia del proceso descrito. Por un tiempo tuvimos dificultades con lo que hemos llamado «el fantasma de Lord Rutherford»: contaminación debida a trazar de una sustancia radioactiva que probablemente estaba presente aquí desde que Rutherford efectuó sus experiencias en este laboratorio, y que fué recogida accidentalmente cuando la cámara fué desmontada. Hemos usado dicha cámara para tomar una serie de fotografías con diferentes campos «limpiadores», para ilustrar sus efectos.

Esta gran cámara de niebla, que trabaja horizontalmente, tiene una sección cuadrada de unos 57 cm. de lado y una profundidad

de unos 15 cm. Una caja conteniendo contadores y absorbentes la divide a unos 2/3 de su altura. La cámara fué llenada con oxígeno a la presión atmosférica y una mezcla al 50 % de agua y alcohol, como líquido productor de vapor. Para la serie de fotografías aquí expuestas ella fué disparada por un telescopio de tres contadores, uno sobre la cámara, uno en la caja del medio y uno debajo de la cámara. Cada fotografía contiene, por consiguiente, por lo menos una partícula penetrante de radiación cósmica.

El campo «limpiador» fué variado entre 3 y 30 volt/cm. Esto produce una sorprendente diferencia en las fotografías; cuando se utiliza el campo más débil quedan en la cámara tantos rastros viejos de partículas alfa que es casi imposible reducir más el campo «limpiador» si es que se desea observar rastros netos. Vemos ejemplos de esas fotografías en las láminas 1 a 5, que corresponden a campos «limpiadores» de 3, 6, 12, 20 y 30 volt/cm, respectivamente. Las fotografías hablan de por sí. La limpieza progresiva es evidente (*).

Para tener una base para efectuar consideraciones más cuantitativas, hemos contado el número de rastros de todas las partículas alfa y de todos los electrones (excluyendo las partículas observadas por el telescopio) en todas las fotografías de la serie. Los resultados obtenidos están dados en la tabla 1.

T A B L A 1.

<i>Int. de campo en V/cm.</i>	N_e	N_α	$N_{calc.}$
3	12	67	63,5
6	19	32	33,2
12	22	15	17,9
20	20	12	11,9
30	21	10	9,0

Podemos utilizar estos valores no sólo para determinar la cantidad N_0 de partículas alfa que aparecen por segundo, sino también el retardo Δt entre la expansión y la iluminación. Los

(*) Lamentablemente estas fotografías son mas bien pobres, principalmente debido a la falta de luz. No era posible, en aquel entonces, conseguir una segunda lámpara de destellos:



Lámina 1. 3 V/cm.

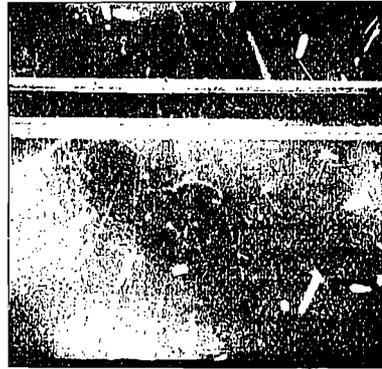


Lámina 2. 6 V/cm.

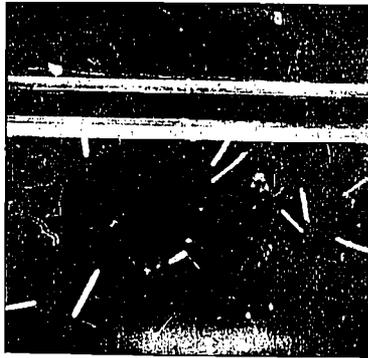


Lámina 3. 12 V/cm.

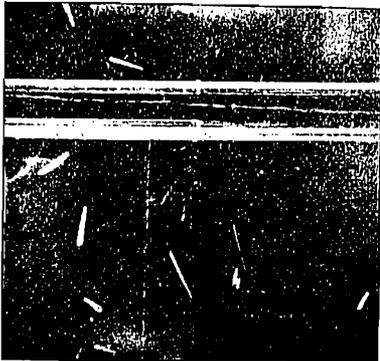


Lámina 4. 20 V/cm.

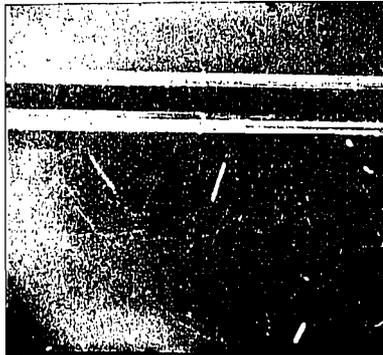


Lámina 5. 30 V/cm.

rastros serán registrados sólo si fueron formados dentro del intervalo t_m precedente a la expansión, tal que:

$$(16) \quad t_m = \frac{d}{\mu E}$$

(d =profundidad de la cámara; μ =movilidad de los iones; E =intensidad del campo eléctrico limpiador) (*). El número probable de rastros que aparecerán en la fotografía es, entonces:

$$(18) \quad N_\alpha = \lambda N_0 (t_m + \Delta t)$$

en la cual λ es la relación entre el volumen iluminado de la cámara y el volumen total de la misma: en nuestro caso, alrededor del 42 %. Como las cantidades t_m pueden ser calculadas a partir de la (16), podemos colocar los números observados de rastros en función de t_m . Este gráfico debe ser una función lineal (y nos permite determinar N_0 y Δt). Puede apreciarse los resultados obtenidos en la fig. 1.

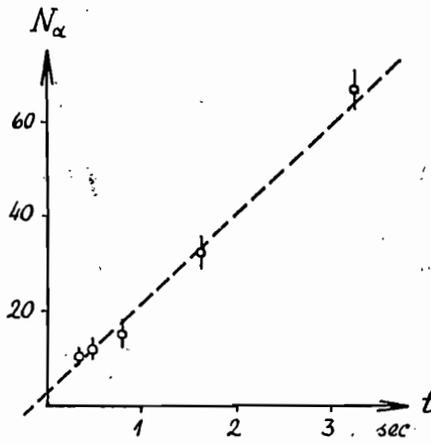


Fig. 1

(*) Esta expresión es suficientemente correcta ya que la parte central de la cámara está iluminada, de modo que no se pierde casi ningún rastro formado dentro del intervalo t .

Para estos cálculos se ha utilizado un valor medio de las movibilidades de los iones positivos y negativos. Los valores que resultan son:

$$\lambda N_0 = 20,6; N_0 \cong 50; \Delta t = 0,14 \text{ seg.}$$

Llevando estos valores a la (18) obtenemos las cantidades $N_{calc.}$ de la tabla 1. El excelente acuerdo entre estos y los N_{α} es, claro está, sólo otra expresión de la linealidad de la función que relaciona N_{α} con t_m en la fig. 1. El valor de 0,14 seg. para el retardo del destello luminoso está perfectamente de acuerdo con lo que esperábamos. Este retardo no fué medido con precisión anteriormente, pero fué diseñado y se lo estimó en la práctica como comprendido entre 0,1 y 0,2 seg.

Antes de entrar en una aplicación de estos datos a consideraciones acerca del tiempo de sensibilidad, agregaremos otra comprobación de la fidelidad de nuestra escala de tiempos. La obtenemos a partir de las mediciones de los espesores de los rastros en las diversas fotografías, comparados con los espesores teóricos de acuerdo con el «espesor 90 %» de Blackett (10). Claro está que este método da sólo resultados semi-cuantitativos, ya que ni en la medición del espesor de un rastro viejo de una partícula alfa puede evitarse una cierta arbitrariedad, ni puede tampoco afirmarse que el «espesor» registrado en las fotografías representa exactamente el límite 90 %. Sin embargo, ninguno de estos errores posibles alterará mucho la escala de tiempos, de modo que podemos estar satisfechos con nuestro procedimiento siempre que se necesite sólo un orden de magnitud y no una medición de precisión.

Si dentro de un intervalo $0 \leq t \leq t_m$ se produce una emisión de partículas alfa con una frecuencia constante N_0 , y si el espesor de sus rastros está dado por la (10), el número $N(x) \cdot dx$ de rastros de un ancho comprendido entre x y $(x+dx)$ estará dado por:

$$(19) \quad N(x) \cdot dx = \frac{2\lambda N_0 \cdot x \cdot dx}{(4,7 \sqrt{D})^2} \quad \text{para } x \leq 4,7 \sqrt{D \cdot t_m}$$

$$N(x) \cdot dx = 0 \quad \text{para } x > 4,7 \sqrt{D \cdot t_m}$$

despreciando los rastros delgados que se forman entre la expansión y el destello. Para estos últimos es casi ilusoria una medición precisa de su espesor; aún la separación de las dos columnas de iones positivos y negativos será frecuentemente imperfecta. Por esta razón, al calcular la distribución «teórica» de los espesores de los rastros hemos considerado el número total más probable de los rastros nuevos formados entre la expansión y el destello, (con un retardo $\Delta t = 0,14$ seg.), de modo que la distribución sea uniforme hasta un ancho de 2 mm, y luego esté dada por la (19). En las figuras (2) y (3) se comparan las curvas calculadas con los resultados de las mediciones para campos de 3 y 6 volt/cm., respectivamente. La concordancia es buena, tal como puede esperarse; la «cola» de los rastros aparentemente

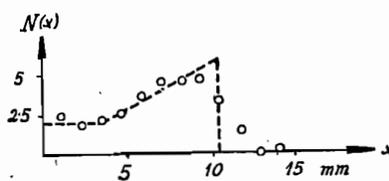


Fig. 2

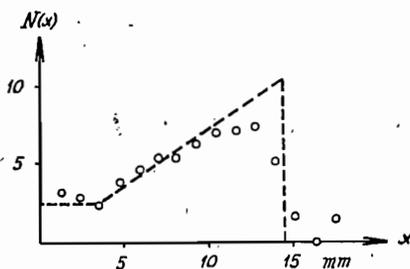


Fig. 3

demasiado gruesos no es enteramente debida a falta de precisión en las mediciones; por lo menos en parte es real y resulta del movimiento más lento de los iones positivos que permanecerán en la cámara un tiempo mayor que el tiempo máximo t_m calculado con la movilidad iónica media. Podemos pues estar satisfechos de la fidelidad de nuestra escala de tiempos para la edad

de los rastros. Debemos recalcar este punto, ya que las magnitudes t_m serán de importancia decisiva en las consideraciones subsiguientes.

Consideremos ahora el número N_e de rastros de electrones indicado en la segunda columna de la tabla 1. Observamos una marcada disminución con el aumento de la contaminación alfa. Ahora bien, es posible que, debido al gran número de rastros de partículas alfa en las fotografías sacadas con un campo de 3 volt/cm., algunos rastros de electrones han sido pasados por alto, pero con toda seguridad, no se puede explicar de este modo la reducción de N_e a casi la mitad del valor correspondiente a campos intensos. Por otro lado debe recordarse que los rastros de electrones registrados en las fotografías son todos muy recientes comparados con los rastros de las partículas alfa. Los rastros débiles de este tipo no podrían ser identificados si no fueran formados inmediatamente antes o después de la expansión: los rastros que se producirían antes de la expansión de la cámara en un intervalo del orden del retardo Δt , por ejemplo, se habrían difundido hasta un «espesor 90 %» de aproximadamente 3 mm., que es demasiado como para una identificación segura de rastros débiles.

Por consiguiente podemos considerar, para todos los fines prácticos, que todos los rastros de electrones de nuestras fotografías se forman en un período que comienza en un instante que prácticamente coincide con el de la expansión y no depende de la intensidad del campo eléctrico. Esto constituye una diferencia muy notable entre los rastros de las partículas alfa y los de los electrones: la variación del número de rastros de partículas alfa se explica debido a su diferente edad máxima, mientras que la edad máxima de los rastros de electrones es la misma en todas las fotografías y considerablemente menor que la impuesta por los campos eléctricos más intensos. Esto nos deja sólo una explicación simple de la disminución de N_e para los campos débiles. Si el período de formación de los rastros registrados comienza en el mismo momento para todos los campos, y sin embargo el número de los rastros registrados es muy diferente de un campo a otro, entonces el período de formación debe terminar en momentos distintos. En otras palabras, el tiempo de sensibilidad de la cámara debe haberse acortado hasta un valor menor que el retardo Δt del destello luminoso al utilizar el campo de 3

ivolt/cm., mientras que con un campo de 12 volt/cm. o más, y posiblemente ya para 6 volt/cm. el tiempo de sensibilidad excedió el valor Δt .

Siguiendo las ideas delineadas en la sección II nos preguntamos si es posible que unos 150 rastros «adultos» de partículas alfa produzcan suficiente calor como para detener la formación de nuevos rastros después de un tiempo no mayor que 0,1 seg. Debemos tener en cuenta, sin embargo, que aunque las ideas básicas desarrolladas en la sección II podrían ser aplicables, las fórmulas dadas allí no son directamente aplicables. Las condiciones físicas son esencialmente diferentes.

El caso considerado en la sección II corresponde al proceso físico utilizado en los trabajos de física nuclear pura, en los cuales se utiliza campos limpiadores intensos que son desconectados inmediatamente antes de la expansión, de modo que no aparecen rastros viejos y todos los rastros son suficientemente delgados como para asemejarlos a cilindros infinitamente delgados, esto es, su espesor es pequeño comparado con la «longitud de difusión» $\sqrt{D_i \cdot t}$, siendo t del orden de 0,01 seg. Por otro lado, en el caso aquí considerado muchos rastros tienen un ancho que excede a la «longitud de difusión», y las aproximaciones hechas en la sección II resultan inadecuadas. Sin embargo, precisamente este tan grande «volumen» de nuestros rastros de contaminación invita a aplicar el método abandonado en la primera parte de la sección II para los rastros delgados: considerar a las gotas como creciendo individualmente en una atmósfera inexhausta, de acuerdo con la fórmula (9) de Hazen. En la sección II fué hallado que, para los rastros delgados, el «volumen» del rastro era unas cinco veces mayor que el volumen de todas las gotas formadas en el rastro; esta relación resulta del orden 10^4 para los rastros de una vida, en valor medio, de 1,5 seg., que son los que debemos considerar ahora que el campo es débil. Como quiera que sea, la única objeción correcta que se puede efectuar es que esto no significa necesariamente que las gotas dispondrán siempre de suficiente vapor para crecer, pero si podemos demostrar que el «volumen» del rastro solamente contiene suficiente vapor sobresaturado, aún sin rellenarse por difusión desde el exterior, como para «alimentar» a las gotas durante el tiempo considerado, bien podremos considerar correctamente establecidas las condiciones de

crecimiento independiente de las gotas de acuerdo con la fórmula (9).

Unas pocas palabras más acerca de los méritos relativos de nuestros dos métodos. Despreciando las dimensiones finitas del volumen del rastro, las consideraciones de la sección II que son aproximadamente correctas para rastros muy finos y recientes darán generalmente valores demasiado pequeños para la cantidad de vapor condensado y, por consiguiente, para el calor desarrollado por los rastros y, como consecuencia, valores demasiado grandes para el tiempo de sensibilidad. Por otro lado, la fórmula de Hazen representa la velocidad máxima a la cual pueden crecer las gotas y, siendo correcta para rastros débiles o muy difusos, en los demás casos dará valores demasiado grandes para el calor producido y, por consiguiente, valores muy pequeños para el tiempo de sensibilidad. Así es que ambos métodos pueden ser utilizados aún fuera de sus respectivas regiones de su mayor o menor corrección para dar valores máximos y mínimos del tiempo de sensibilidad debido a la producción de calor en los rastros.

En las experiencias descritas anteriormente la relación de expansión $(1+r)$ era 1,13; δr fué estimado en $\leq 0,01$. El volumen V_1 de la cámara era de $4,2 \cdot 10^4$ cm³. Esto da, para las demás magnitudes requeridas:

$$(20) \quad \gamma = 1,36; \quad \rho_s = 4,6 \cdot 10^{-5} \text{ gm/cm}^3; \quad q = 330 \text{ cal.}$$

$$\delta Q = 3,8 \cdot 10^8 \text{ erg} = 9,05 \text{ cal.}$$

Podemos también mencionar que el tiempo de sensibilidad de la cámara no contaminada, cuando era predominante el efecto de las paredes, era de aproximadamente 1 seg.

Con los datos de la (20), obtenemos para la masa m del vapor que debe ser condensado para detener la formación de rastros.

$$(21) \quad m = Q/q = 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ gm.}$$

Las mediciones del alcance de nuestras partículas alfa de contaminación dieron como resultado $R=6$ cm., de modo que el volumen del rastro definido por las (10) y (11), en realidad una función de la edad t de los rastros, resulta:

$$(22) \quad v_t = 3,33 \cdot t \text{ cm}^3$$

y el volumen total V_α de todos los rastros formados dentro del intervalo t_m , con una velocidad de producción de $N_0 \cdot dt$ en dt , es:

$$(23) \quad V_\alpha = \int_0^{t_m} v_l(t) \cdot N_0 \cdot dt = 1,665 \cdot N_0 \cdot t_m^2.$$

Para la intensidad de campo más débil, 3 volt/cm., hemos hallado: $t_m \cong 3,2$ seg. Esto da:

$$(23 a) \quad V_\alpha = 850 \text{ cm}^3.$$

Este volumen contiene una masa m' de vapor sobresaturado:

$$(24) \quad m' = \rho_s V_\alpha = 3,9 \cdot 10^{-2} \text{ gm.}$$

que es ligeramente mayor que la cantidad dada por la (21) como necesaria para suprimir la formación de rastros. Dentro de las restricciones arriba mencionadas podemos tener la certeza de que la ecuación (9) da una buena aproximación del proceso real.

Aún dentro de una estimación conservativa del número N_d de gotas en uno de nuestros rastros, $N_d = 2 \cdot 10^5$, obtenemos para la masa m'' de todas las gotas formadas en la cámara después de un tiempo de crecimiento τ (para el campo limpiador más débil):

$$(25) \quad m'' = N_0 \cdot t_m \cdot N_d \cdot v_d \cdot \rho_\alpha \cong 1,3 \cdot \tau^{3/2}.$$

Si sólo este proceso determinase el tiempo de sensibilidad t_s de la cámara, podríamos obtener t_s igualando la (25) con la (21), y por lo tanto:

$$(26) \quad t_s^{3/2} = m/1,3 = 2,1 \cdot 10^{-2}; \quad t_s = 0,076 \text{ seg.}$$

Como fué indicado anteriormente, este valor debe evidentemente ser considerado como un límite inferior, aunque es dable esperar que el valor correcto no sea mucho mayor. Si también se tiene en cuenta el efecto de las paredes, entonces podrémos con razón atribuir a la cámara contaminada, con un campo limpiador de 3 volt/cm., un tiempo de sensibilidad «total» que no excede 0,1 seg.

Sin embargo, es también evidente que para campos intensos el efecto del calor producido en los rastros no reducirá el tiempo de sensibilidad por debajo de Δt : ya para el siguiente valor de la intensidad de campo, 6 volt/cm., el tiempo de sensibilidad calculado a partir de la (25) sería próximo a $\Delta t = 0,14$ seg., y para todos los demás valores de la intensidad de campo excederá, evidentemente, el valor Δt . De ahí que la «saturación» de los N_e , como se vió en la tabla 1, está realmente explicada en los rasgos expuestos.

Puede pensarse en verificar estas fórmulas comparando los números de rastros de electrones correspondientes a los dos valores más débiles del campo. De acuerdo con la (16) y la (26), su relación puede expresarse por la relación entre las dos intensidades de campo. En realidad, la concordancia numérica es perfecta. Pero lamentablemente esto no puede ser considerado en este caso como un argumento real, ya que la aplicabilidad de nuestro método en las condiciones del campo más intenso es, por lo menos, dudosa. Esta es precisamente la región donde ninguna de las dos aproximaciones aquí descritas es realmente satisfactoria: el rellenado por difusión desde el exterior es necesario, y el ancho medio de los rastros es del orden de la longitud de difusión. Por consiguiente, si la (15) y la (25) deben ser consideradas como el máximo y el mínimo del tiempo de sensibilidad debido al calentamiento por parte de los rastros, todo lo que podemos decir para el campo de 6 volt/cm. es que t_s debe estar comprendido, aproximadamente, entre 0,12 y 1 seg.; si se tiene también en cuenta el efecto de las paredes, que de por sí conduciría a un valor del tiempo de sensibilidad de 1 seg., el último de los valores mencionados sería considerablemente acortado, y el primero sólo ligeramente. Pero es imposible decidir si el valor exacto debe yacer justo por debajo o por encima del retardo Δt ; por otro lado, aún los datos experimentales no nos dicen más, ya que la diferencia entre el número contado de rastros y el valor de «saturación» $\cong 21$, es estadísticamente insignificante.

Por todo esto debemos restringir toda argumentación cuantitativa al caso del campo más débil y finalizaremos nuestras consideraciones con un cálculo del tiempo de sensibilidad a partir de los datos de N_e . Si los rastros son registrados a medida que se van formando durante un tiempo t_0 precedente a la expansión, y luego durante el intervalo comprendido entre la expansión y el

destello luminoso o, si la cámara es extinguida antes, hasta el final del intervalo del tiempo de sensibilidad $t_s = \alpha \cdot \Delta t$, N_s representa el fondo formado dentro del intervalo de tiempo $(t_0 + \Delta t)$, y el número menor N_e , correspondiente al campo menor, el fondo formado dentro del intervalo de tiempo $(t_0 + \alpha \cdot \Delta t)$. De aquí:

$$(27) \quad \frac{N_e}{N_s} = \frac{t_0 + \alpha \cdot \Delta t}{t_0 + \Delta t} = \frac{12}{21} = 0,57;$$

que conduce a un valor de α menor que 0,57, o, con $\Delta t = 0,14$, a un tiempo de sensibilidad máximo:

$$(27 a) \quad t_s \leq 0,08 \pm 0,03 \text{ seg.}$$

en perfecto acuerdo con el valor calculado (26).

Por otro lado, la evidencia experimental apoya nuestra suposición de que todos los rastros de electrones son completamente recientes comparados con los rastros de las partículas alfa. Introduciendo el valor de t_s obtenido en la (26), que puede ser tomado como un valor mínimo para el tiempo de sensibilidad, en la ecuación (27), obtenemos un valor máximo para t_0 . El resultado es, aproximadamente $0,01 \pm 0,08$ seg. (el gran error posible es debido principalmente a la incertidumbre en Δt). Como el límite superior corresponde a un ancho de rastro de unos 0,25 cm., que, bajo las condiciones predominantes está probablemente justo más allá del límite de la identificación segura, podemos considerar este resultado como otra verificación de nuestras suposiciones.

Resumiendo la discusión de nuestras fotografías de contaminación podemos afirmar, como consecuencia, que los datos obtenidos para el campo más débil concuerdan de un modo muy satisfactorio con los valores teóricos calculados en base a las suposiciones planteadas en las secciones II y III. Este acuerdo prueba la existencia e importancia, y aún ocasional predominio, del efecto de calentamiento proveniente de las gotas en estado de condensación como un factor limitador del tiempo de sensibilidad de una cámara de niebla.