

Capítulo 4: El proceso de ruptura de gases.

4.1 Características esenciales del fenómeno.

En un sentido general, la ruptura eléctrica es el proceso de transformación de un material no conductor en conductor, mediante la aplicación de un campo eléctrico lo suficientemente intenso. Esto ocurre en un tiempo que varía entre 10^{-9} y varios segundos, pero el rango usual es 10^{-8} - 10^{-4} s. La ionización puede alcanzar valores apreciables (de acuerdo con las condiciones del experimento), por lo que normalmente la ruptura va acompañada de un flash de luz visible. Si el campo eléctrico es aplicado por un cierto tiempo, el breakdown da inicio a una descarga que dura el tiempo que hay E.

El elemento primario del proceso de ruptura es la avalancha electrónica, que se desarrolla en un gas bajo la aplicación de un campo intenso. La avalancha comienza cuando algunos electrones "semilla" (inyectados artificialmente o producidos por rayos cósmicos o radiación UV) ganan suficiente energía del campo para ionizar. El proceso de multiplicación electrónica es geométrico.

La ruptura es un proceso de umbral. Esto significa que la ruptura se establece sólo si el campo excede un valor característico que depende de las condiciones del gas, debido a la fuerte dependencia de la tasa de ionización atómica por impacto electrónico con la intensidad del campo, y además por el hecho de que la multiplicación electrónica va acompañada por mecanismos que obstaculizan el desarrollo de la avalancha. Estos mecanismos pueden ser pérdidas de energía de los electrones (colisiones elásticas, excitación de átomos y moléculas) o pérdidas de electrones (difusión, attachment). El destino de una avalancha es decidido en sus primeras etapas, cuando el número de electrones e iones es tan pequeño que sus encuentros tienen baja probabilidad. A estas bajas densidades, los mecanismos de remoción dominantes son los lineales con n_e (difusión a las paredes, attachment), mientras que la recombinación (proporcional a n_e^2) no es efectiva. En cambio, si el proceso se desarrolla, la recombinación se hace más intensa y termina por poner un límite a la ionización alcanzada.

El umbral de ruptura está determinado por la relación entre creación y remoción de electrones sólo si E es mantenido por un tiempo suficiente. Si se aplica un pulso muy corto, el campo debe ser lo suficientemente intenso como para que un cierto número de electrones puedan "nacer" durante el pulso, incluso si no hubiera pérdidas. Este es el caso del llamado breakdown óptico, producido por la focalización de pulsos láser muy intensos durante tiempos del orden de la decena de ns. El flash visible aparece sólo cuando se han creado $\sim 10^{13}$ electrones en la región focal.

4.2 Ruptura de descargas autosostenidas en un campo constante.

4.2.1 Corriente no autosostenida en un gap de descarga.

Considérese lo que sucede en un gap plano si el voltaje V entre los electrodos se eleva gradualmente (el campo $E = V/d$ se supone homogéneo, siendo d la separación entre electrodos). Los electrones aparecen ocasionalmente, y el campo los transporta hacia el ánodo. A medida que E sube, la fracción de electrones perdidos por

difusión o attachment disminuye, por lo que al incrementarse V sube la corriente i (ver Fig. 4.1).

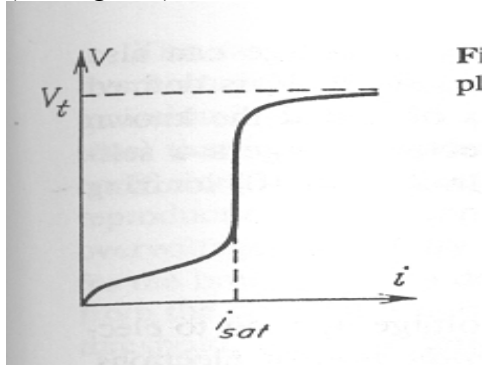


Figura 4.1

Sin embargo, este proceso alcanza saturación (i_{sat}) cuando todas las pérdidas de electrones han sido prácticamente suprimidas, y la corriente cesa de depender de V . El valor de i_{sat} está determinado por la velocidad de generación de carga en el gap (rayos cósmicos, UV o alguna fuente artificial).

A voltajes un poco mayores, comienza la ionización por impacto electrónico, con lo que la corriente debida a las fuentes externas comienza a amplificarse. Supongamos, por ejemplo, que el cátodo es irradiado con radiación UV, generándose una fotocorriente i_0 en el cátodo (supondremos que no hay mecanismos de remoción). Al llegar al ánodo, $i = i_0 \exp(\alpha d)$, donde α es el coeficiente de ionización de Townsend. En estado estacionario, la corriente en el cátodo también será i (la suma de i_0 más la corriente iónica $i_0 [\exp(\alpha d) - 1]$).

Si continúa subiendo V , aparecen procesos secundarios, es decir la creación de electrones por partículas que aparecieron por el proceso primario de ionización por impacto electrónico. Estos procesos secundarios afectan la amplificación de forma importante si producen emisión electrónica del cátodo: esto es así pues un nuevo electrón nacido en el cátodo cubre todo el camino de cátodo a ánodo, y es mucho más efectivo para producir ionización que un electrón nacido, por ejemplo, a mitad de camino. Cada uno de los $[\exp(\alpha d) - 1]$ iones generados por cada electrón, emiten γ electrones del cátodo (donde γ es el coeficiente de emisión secundaria), y entonces esta emisión secundaria debe agregarse a la original. Por lo tanto, la parte electrónica en el cátodo será: $i_1 = i_0 + i_1 \gamma [\exp(\alpha d) - 1]$, y la corriente en el ánodo será:

$$i = i_1 \exp(\alpha d) = \{i_0 \exp(\alpha d)\} / \{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]\} \quad (4.1)$$

La (4.1) fue obtenida por Townsend en 1902 para explicar el proceso de ignición de una descarga autosostenida. Esto ocurre cuando el denominador de (4.1) $\rightarrow 0$, para $i_0 \rightarrow 0$. Experimentalmente, esto se logra elevando el voltaje entre electrodos.

Si $V > V_t$ (ver Fig. 4.1), es tal que $\mu \equiv \gamma [\exp(\alpha d) - 1] > 1$, el denominador de la última fórmula es negativo, y la expresión no tiene sentido. Esto significa que la corriente no puede ser estacionaria a este voltaje. La condición de transición es:

$$\mu = 1, \Rightarrow \alpha d = \ln(1/\gamma + 1) \quad (4.2)$$

que representa una corriente estacionaria autosostenida en un campo homogéneo $E_t = V_t/d$, donde el voltaje de umbral V_t se determina de (4.2).

Formalmente, para $V = V_t$, $i = 0/0 \neq 0$ para $i_0 = 0$, lo que significa que la corriente fluye en ausencia de una fuente externa de electrones. Los procesos en el gap aseguran la reproducción de los electrones removidos por el campo sin ayuda exterior: un electrón emitido por el cátodo produce $[\exp(\alpha d) - 1]$ iones, los que al chocar con el cátodo producen cada uno γ electrones, y en definitiva cada electrón primario es reemplazado por $\mu = 1$ electrón secundario.

La transición de la descarga no autosostenida a autosostenida puede interpretarse como el "onset" del breakdown. V_t es el voltaje de breakdown, definido por (4.2) en términos de d , γ y $\alpha(E)$.

4.2.2 Tiempo de formación del breakdown.

Estrictamente, la condición $\mu = 1$ no asegura que la descarga sea autosostenida, porque si $V = V_t$ sólo se reproducen los electrones primitivos, es decir no se generan nuevos. Debe haber un cierto sobrevoltaje $\Delta V = V - V_t > 0$ para que $\mu > 1$. Así, si partimos de un electrón, habrá μ después del primer ciclo, μ^2 después del segundo, y así siguiendo hasta que el crecimiento de la corriente sea frenado por recombinación o por la resistencia óhmica (Ω) del circuito externo. En este último caso a medida que i crece, aumenta el voltaje $i\Omega$, y entonces decrece el voltaje entre los electrodos. Cuando $V = V_t$, i cesa de crecer y la descarga autosostenida se hace estacionaria.

Este mecanismo de ruptura es conocido como breakdown Townsend, para distinguirlo del mecanismo de "sparking", que se estudiará más adelante.

Veamos ahora la ley de crecimiento si el sobrevoltaje es constante. Nótese que la mayoría de los iones son creados cerca del ánodo, en donde la multiplicación resulta en el máximo número de electrones. Sea τ el tiempo requerido para llevar un ión del ánodo al cátodo. Entonces la emisión electrónica al tiempo t es causada por iones creados por electrones emitidos del cátodo al tiempo $t - \tau$ (estamos suponiendo que el tiempo de tránsito del electrón al ánodo es despreciable). La corriente electrónica desde el cátodo será:

$$i_1(t) \approx i_0 + \mu i_1(t - \tau) \approx i_0 + \mu [i_1(t) - \tau di_1/dt]$$

e integrando con la condición $i_1(0) = i_0$, se obtiene:

$$i(t) = i_1(t) \exp(\alpha d) = i_0 \exp(\alpha d) \{(\mu/\mu - 1) \exp[(\mu - 1/\mu)t/\tau] - 1/\mu - 1\} \quad (4.3)$$

es decir, la corriente crece exponencialmente con t , y más rápido cuanto más alto es el sobrevoltaje y $\mu - 1$. En la práctica, basta un pequeño sobrevoltaje para que μ sea apreciablemente mayor que la unidad.

Debe tenerse presente que el tiempo real para que el breakdown se desarrolle está compuesto de dos partes: el recién discutido, y el tiempo hasta que el primer electrón "semilla" aparezca (a menos que haya una fuente artificial muy intensa).

Otro punto importante a notar es que, debido a que este proceso se desarrolla por avalanchas, y la difusión transversal hace que la descarga tienda a distribuirse en forma difusa en todo el volumen del gap.

4.2.3 Potencial de ignición.

Es simplemente un nombre equivalente para V_t . Dado que V_t y E_t dependen del gas, del material del cátodo, de p y de d , pueden obtenerse expresiones más explícitas usando la (3.5). En este caso (4.2) se transforma en:

$$V_t = B(pd) / [C + \ln(pd)] \quad ; \quad E_t/p = B / [C + \ln(pd)] \quad (4.4)$$

en donde $C = \ln[A/\ln(1/\gamma + 1)]$

Nótese la ley de similaridad: V_t y E_t/p dependen sólo de (pd) . El cálculo de V_t a través de (4.4), usando valores experimentales para A y B , da un buen acuerdo con los experimentos. Las curvas V_t y E_t/p vs. (pd) se llaman curvas de Pashen. (ver Fig.4.2a y 4.2b).

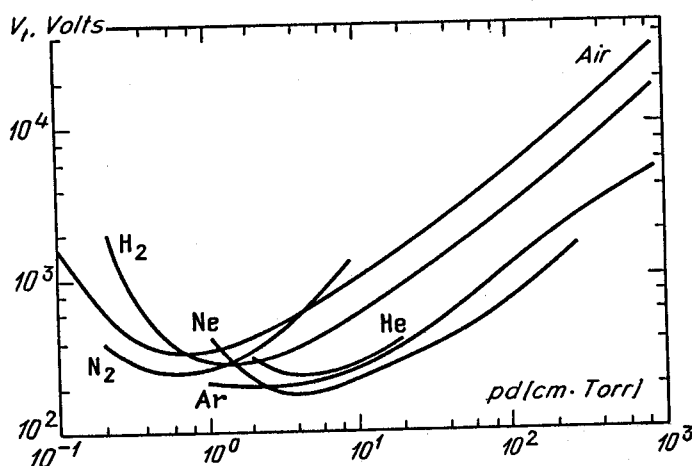


Figura 4.2a

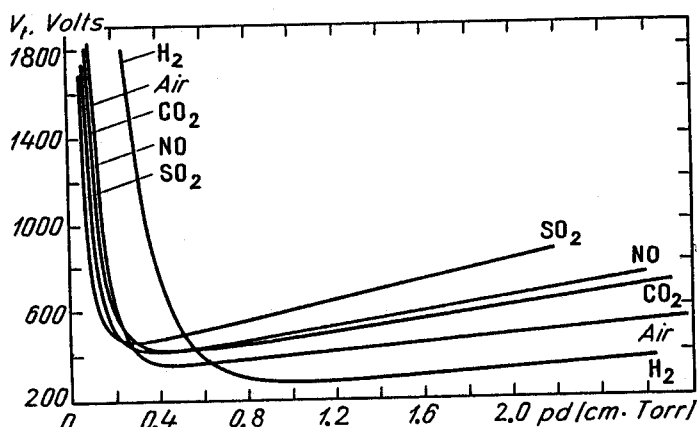


Fig. 7.3. Paschen curves on an enlarged scale [7.3]

Figura 4.2b

Las curvas presentan un mínimo:

$$(pd)_{\min} = (2.72/A) \ln(1/\gamma + 1), (E_t/p)_{\min} = B, (V_t)_{\min} = (2.72B/A) \ln(1/\gamma + 1) \quad (4.5)$$

el valor de E_t/p en el mínimo ocurre cuando la capacidad de ionización de los electrones $\alpha/E = A/2.72B$ es máxima.

Por ejemplo, en aire $A = 15$, $B = 365$. Para $\gamma = 10^{-2}$, se obtiene $C = 1.18$, $(pd)_{\min} = 0.83$, $(E_t/p)_{\min} = 365 \text{ V/cm torr}$, $(V_t)_{\min} = 300 \text{ V}$.

Para valores grandes de pd (rama derecha de la curva de Pashen), E_t/p decrece lentamente (logarítmicamente) con pd . Correspondientemente, V_t crece casi proporcionalmente con pd . Esto es debido a que a presiones altas (o gaps largos) un electrón puede producir numerosas colisiones ionizantes a E/p no tan altos. En este caso, α depende fuertemente de E/p , y la condición de amplificación (4.2) fija el valor de E/p bastante rígidamente.

En la rama izquierda de la curva, las posibilidades de colisión son muy limitadas, y para conseguir la amplificación necesaria se requiere α/p grande, es decir E grande. Aquí V_t crece muy rápidamente al disminuir pd .

4.2.4 Campos de ruptura en aire y otros gases electronegativos a pd grandes.

Si el gap no es demasiado largo, el mecanismo de multiplicación por avalancha es predominante a presión atmosférica. En aire a temperatura ambiente y para gaps planos ocurre para $d < 5 \text{ cm}$ ($pd < 4000 \text{ torr cm}$). A estos altos pd , se obtienen valores de V_t más o menos definidos. En la Fig. 4.3a se da el campo de ruptura en aire como función de d , para $p = 1 \text{ Atm}$.

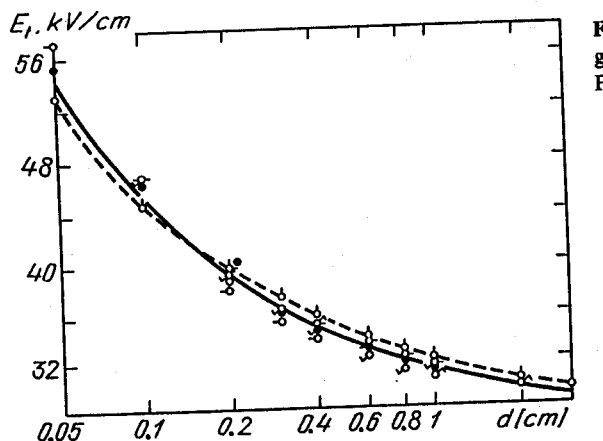


Figura 4.3a

Los valores obtenidos están relacionados con la posibilidad de multiplicación electrónica con attachment de electrones. El coeficiente de attachment a (análogo a α) varía fuertemente con E/p , pero más lentamente que α . En la Fig. 4.3b se muestran las

frecuencias de ionización y attachment en aire como funciones de E/N. Las curvas se intersectan para E/p = 41 V/cmtorr.

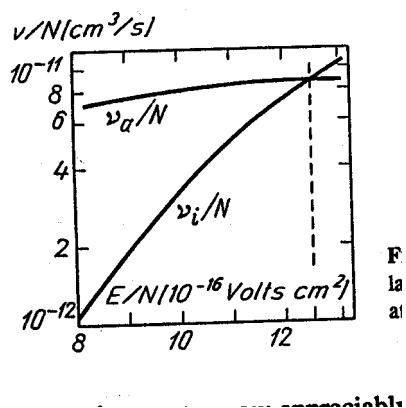


Figura 4.3b

Si se usa un coeficiente de ionización efectivo $\alpha_{\text{eff}} = \alpha - a$, la ecuación de avalancha es:

$$dn_e/dx = \alpha_{\text{eff}} n_e \quad (4.6)$$

A bajas presiones, $\alpha \gg a$, y los efectos de la "electronegatividad" no se manifiestan.

A continuación se dan valores de campos de ruptura para varios gases a alta presión.

Gas	E_t/p (kV/cmAtm)	E_t/p (V/cmtorr)
He	10	13
Ne	1.4	1.9
Ar	2.7	3.6
H ₂	20	26
N ₂	35	46
O ₂	30	40
Aire	32	42
CSF ₈	150	200
CCl ₄	180	230
SF ₆	89	117
CCl ₂ F ₂	76	100

4.2.5 Ruptura en vacío.

Si $pd < 10^{-3}$ torrcm, un electrón cruza el gap sin colisiones, lo que no significa que un vacuum gap sea un aislante. Si el gap es delgado, el campo eléctrico es grande, y puede causar emisión por campo (el E es amplificado en las proximidades de protrusiones microscópicas). En gaps anchos, el breakdown puede ocurrir incluso para

valores de E insuficientes para eyectar electrones del material. El proceso puede desarrollarse como sigue: un electrón espurio es acelerado en el campo, y eyecta un ión del ánodo (o emite un fotón de frenado). El ión (o fotón) eyectan un electrón del cátodo, etc. Este proceso de multiplicación ocurre sin gas residual. También puede ocurrir que los electrones sean "sputereados" por las partículas aceleradas por el campo, y entonces la cámara se va llenando con vapor metálico.