

COMPORTAMIENTO DE LOS NIVELES DE TRAMPAS DURANTE EL
DECAIMIENTO DE LA CORRIENTE EN UN FOTOCONDUCTOR

A. FRIGERIO

G.A. DUSSEL⁺

C.N.E.A. - Laboratorio de Sistemas de Detección

+ Miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET

Resumen

Suponiendo una forma exponencial para el decaimiento de la corriente en un fotoconductor, se estudia la contribución relativa del vaciamiento de distintos niveles de trampas en función del tiempo y de la excitación luminosa a que es sometido el material antes del decaimiento.

Se obtiene una formulación analítica de la velocidad de vaciamiento, efectuando el cálculo para una serie de valores de los parámetros tiempo, energía de activación y coeficiente de captura del nivel, y posición inicial del cuasi-nivel de Fermi. Este tratamiento resulta especialmente conveniente para el caso de distribuciones cuasi-continuas de trampas.

En base a estos resultados, se discuten los límites de validez de la determinación de las energías de activación de trampas mediante el método del nivel de Fermi.

Modelo teórico

El decaimiento de la corriente en un fotoconductor, luego de retirar la excitación luminosa, puede asimilarse a una serie de sucesivas exponenciales de parámetros τ_i , n_{0i} (τ : constante de tiempo y n_0 : valor inicial de la concentración de portadores libres, en lo sucesivo electrones, aunque el estudio es válido también para material tipo p).

Las ecuaciones cinéticas que rigen el proceso, acordes con el modelo de la fig. 1 para una distribución de trampas, son:

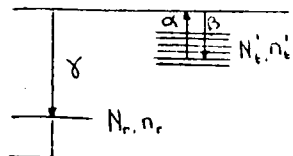


Fig. 1

$$\dot{n} = -\gamma n (N_t - n_t) - \int n_t' dE \quad (I)$$

$$\dot{n}_t = \beta n (N_t' - n_t') - \alpha n_t' \quad (II)$$

donde tomaremos $N_t - n_t = \int n_t' dE$ como ecuación de neutralidad de carga, siendo esta una aproximación usual en fotoconductores, en la que se desprecia n frente al total de fotoelectrones atrapados. Aquí n_t' indica la densidad de concentración de fotoelectrones atrapados por unidad de intervalo de energía, con las integrales definidas sobre toda la distribución de trampas; γ es el coeficiente de captura de un electrón libre por un centro de recombinación ocupado por un agujero; α es el coeficiente de reemisión térmica de un

electrón libre por una trampa vacía con coeficiente de captura β . ($\alpha = \beta N_t e^{-\frac{E_t}{kT}}$). N_c es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción y E_t la profundidad del nivel de trampa respecto a la banda de conducción.

Si en la ec. (II) usamos $n = n_0 e^{-t/\tau}$ e integramos n_t' (en lo sucesivo por comodidad suprimimos la prima) llegamos a

$$n_t(t) = \left[n_t(0) + \beta N_t \tau \int_0^t n_0 e^{-t'/\tau} e^{\int_0^{t'} (\beta n_0 e^{-t''/\tau} + \alpha) dt''} dt' \right] e^{-\int_0^t (\beta n_0 e^{-t''/\tau} + \alpha) dt'} \quad (III)$$

A partir de aquí, trabajando sobre los desarrollos en serie de las exponenciales dentro de las integrales, puede obtenerse n_t como función de $x = t/\tau$:

$$\frac{n_t(x)}{n_t(0)} = \left[1 + \frac{A}{A-1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n n!}{(A-1)^n} e^{(A-1)x} \sum_{k=n+1}^{\infty} \frac{[x(A-1)]^k}{k!} (-1)^k \right] e^{-Ax + Bn_0 \left(\frac{x^2}{2!} - \frac{x^3}{3!} + \dots \right)} \quad (IV)$$

y derivando esta expresión:

$$-\frac{\dot{n}_t(x)}{n_t(x)} = \left[A - Bn_0(1 - e^{-x}) \right] + A e^{(A-1)x} \frac{\sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n (-1)^n}{\left[1 + \frac{A}{A-1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n n!}{(A-1)^n} (1 - e^{-(A-1)x} \sum_{k=n+1}^{\infty} \frac{[x(A-1)]^k}{k!} (-1)^k \right]} \quad (V)$$

donde $A = Bn_0 + Bn_1 = \beta n_0 \tau + \alpha \tau$, estando los a_n definidos por: $\sum_{n=0}^{\infty} a_n x^n (-1)^n = e^{-Bn_0(1-x-e^{-x})}$

En (IV) y (V) se ha tomado como condición inicial para las trampas el estar en equilibrio térmico con la banda de conducción.

Elaboración de datos

Con estos elementos se efectuó la computación de la ocupación n_t/N_t , el tiempo de decaimiento de las trampas y su velocidad de vaciamiento $\dot{n}_t/N_t$, para una serie de valores de los parámetros tiempo, energía de activación y coeficiente de captura del nivel (Bn_1) y posición inicial del cuasi-nivel de Fermi ($Bn_0 = \beta N_t e^{-\frac{E_{f0}}{kT}}$).

Estos datos configuran series de curvas similares a las de las fig. 2, 3 y 4, para cada Bn_0 .

En la fig. 2 se observa que la ocupación sigue al comienzo la que corresponde a la distribución de Fermi, pero que, al crecer x , las trampas profundas (Bn_1 pequeños) caen más lentamente que las superficiales; esto se pone en evidencia en el "frente de refracción" mostrado por las curvas en $Bn_1 = 1$, que aparece tanto antes en el tiempo cuanto menor es Bn_0 . $Bn_1 = \alpha \tau = 1$ separa, para cada valor de τ , al conjunto de trampas que pueden seguir a n cayendo con τ ($Bn_1 > 1$) del de aquellas para las que τ supera su tiempo de vaciamiento límite α^{-1} , para las cuales $Bn_1 < 1$. *es más rápido que*

En la fig. 3 se muestra cómo, partiendo de la ocupación

inicial fijada por Bn_0 , las distintas trampas comienzan a responder aproximadamente a partir de $x = (Bn_1)^{-1}$, cayendo con ζ las de $Bn_1 > 1$ y con α^{-1} las de $Bn_1 < 1$.

En la fig. 4 las diversas curvas se corresponden con cor-
tes para distintos x en un gráfico como el de la fig. 3 para el Bn_0 correspondiente, estando los máximos ubicados en las proximidades de $Bn_1 = x^{-1}$ (el x de cada curva), o sea el Bn_1 de la curva de ocupación (fig. 3) cuyo codo se produce para ese x particular. Además aquí se ve como el conjunto de niveles de trampas que más contribuyen al vaciamiento, se va angostando al crecer x , corriéndose simultáneamente el máximo hacia las trampas más profundas.

Elaborando la información contenida en estas series de curvas referente a la posición de la trampa dominante y su ubicación respecto al cuasi nivel de Fermi en cada instante, y la contribución total de la distribución de trampas, se trazaron las fig. 5 y 6. Para la fig. 6 se ha considerado que dada la forma de las curvas de la fig. 4, una buena aproximación de la integral $\int \dot{n}_t / N_t dE$ es el área del rectángulo cuya altura es el valor de $\dot{n}_t / N_{t\text{máx}}$ y cuyo lado es igual al ancho de los picos a la altura mitad.

En ambos gráficos los conjuntos de curvas llenas y punteadas (---) representan casos teóricos extremos: en el primero, el paso de un Bn_0 a otro se produce debido al cambio en ζ exclusivamente, mientras que en el segundo, el cambio de Bn_0 se debe solamente a la variación del n_0 . En realidad, el Bn_0 varía por cambios simultáneos en n_0 y ζ , como puede verse en la fig. 7 donde, de una curva típica de decaimiento de la fotocorriente en un cristal de $SCd(73\%) - Se(23\%)$ a $295^\circ K$ descompuesta gráficamente en exponenciales sucesivas, se ha calculado el valor de $n_0 \zeta = Bn_0 / \beta$ para los distintos intervalos. Este producto crece al comienzo ($x < 1$) en un factor 2, alcanza el máximo en las proximidades de $x = 1$ y luego disminuye.

Para seguir la evolución de un sistema real sobre gráficos del tipo de 5 y 6, habrá que calcular los datos para los Bn_0 del mismo y desplazar las curvas para dar cuenta de la progresiva disminución de n_0 y paralelo crecimiento de ζ . Sobre las fig. 5 y 6 se ha ejemplificado la posible evolución de un sistema (curva $\rightarrow$) que comienza el decaimiento con $Bn_0 = .316$, pasa por Bn_0 mayores hasta llegar a 1 y vuelve finalmente al valor inicial.

Discusión

Las fórmulas IV y V, y por lo tanto todo lo elaborado a partir de ellas, se han obtenido en condición de equilibrio térmico. De allí que para poder aplicar lo antedicho en los sucesivos intervalos de Bn_{0i} en que puede descomponerse cualquier curva de decaimiento, haya que asegurarse que la ocupación n_t / N_t de la trampa dominante, a que se llega en el momento de empalmar dos Bn_0 sucesivos, es aproximadamente la misma aún partiendo de n_0 distintos. Esto puede verse fácilmente sobre las figuras del tipo de 3 y 4: en

la 3 la compensación de las variaciones de n_0 y ζ para dos Bn_0 que difieran poco, hace que las curvas de ocupación correspondientes se crucen muy cerca del codo de ambas, que también serán muy próximos entre sí; y en la 4 por lo visto sobre la 3, la trampa dominante para un dado tiempo seguirá siendo la misma y sólo se modificará un poco la curva para las trampas vacías (Bn_1 grandes) mientras que para las trampas llenas no habrá variación sustancial de la ocupación al pasar de un Bn_0 a otro, y como los picos se corren hacia estas últimas no habrá tampoco mayor modificación para los x posteriores al considerado.

Además debemos verificar la autoconsistencia del haber supuesto un n decayendo exponencialmente para el sistema de ecuaciones cinéticas inicial, del que hasta el momento sólo hemos usado la ecuación II. Para ello volvemos a la ecuación I, la que con nuestra suposición se puede escribir,

$$\int \dot{n}_t dE = -\gamma n \int n_t dE + \frac{n}{\tau} = n_0 e^{-x} (1/\tau_0 - 1/\tau)$$

y constatamos si la evolución de la integral mostrada en la fig. 6, corresponde a un n exponencial. Como el n no puede decaer en un tiempo menor que el tiempo de vida de los electrones en la banda de conducción, es siempre $\tau \gg \tau_0$. El caso que nos interesa es el de $\tau > \tau_0$ ya que $\tau = \tau_0$ significa reatrapamiento despreciable frente a la recombinación, no siendo entonces visible el comportamiento de las trampas. En este caso $\int \dot{n}_t dE$ es negativa y debe decrecer exponencialmente con x : como al comienzo del decaimiento ($x < 1$) τ crece con t , la integral puede aumentar su valor absoluto ya que x varía poco. En la fase final del decaimiento ($x > 1$), cuando los cambios en τ son más lentos que los de t , la integral decrecerá sobre las pendientes izquierdas de las curvas de Bn_0 decrecientes.

Como en la fig. 5 los corrimientos no alteran la posición relativa de cada curva a la recta $Bn_1 = Bn$, puede concluirse que:

- 1) el nivel de trampa dominante no coincidirá en general con el cuasi-nivel de Fermi (E_{fn}), salvo en los tramos del decaimiento para los que $Bn_0 > 1$.
- 2) En todo otro caso el $E_t(\dot{n}_{t\max})$ estará por encima del E_{fn} .
- 3) La mínima separación entre ambos niveles se producirá mientras el sistema transite por el máximo Bn_0 de su evolución, para un x comprendido entre .316 y 1.
- 4) Al comienzo y al final del decaimiento ($x \ll 1$ y $x \gg 1$), cualesquiera sean los Bn_0 correspondientes, el $E_t(\dot{n}_{t\max})$ estará por encima del E_{fn} del sistema en más de kT .

Por lo tanto, aún cuando las trampas permanezcan en cuasi-equilibrio térmico con la banda de conducción durante el vaciamiento, E_{fn} no coincidirá necesariamente con el nivel de trampa dominante como habitualmente se considera al aplicar el método del cuasi-nivel de Fermi.

