

EFICIENCIA RELATIVA DE DETECCIÓN DE MULTIPLICADORES TIPO *ACTIVE FILM* PARA PROTONES EN EL RANGO DE ENERGÍA DE 1 A 10 KEV

M. Famá*, G. Lantschner, J. Eckardt

Centro Atómico Bariloche CNEA, Instituto Balseiro U. Cuyo - CNEA
mfama@cab.cnea

En todos los experimentos de espectrometría que involucran detección de partículas de un rango extendido de energías, es de importancia el conocimiento de la variación de la eficiencia en función de la energía, especialmente si se quieren determinar formas de espectros de energía de ancho apreciable. Se ha determinado esta curva de respuesta para el modo de conteo de pulsos para los detectores de multiplicación de electrones de dinodos discretos tipo *Active Film*. Empleando un detector ETP AEM 1000 se han realizado mediciones en el rango de 1 a 10 KeV. Los resultados muestran una variación significativa en este rango, que debe ser tomada en cuenta en experimentos donde se mide la distribución de energía de protones lentos que han interactuado con la materia.

I. INTRODUCCIÓN

Los detectores de partículas del tipo multiplicador de electrones son habitualmente utilizados en experimentos de física atómica donde intervienen intensidades bajas de señal de electrones, iones o fotones. Un ejemplo son los experimentos de transmisión de iones en láminas delgadas. En estos casos los espectros de energía obtenidos pueden presentar un ancho importante. Por ello, la necesidad de conocer la eficiencia del detector en función de la energía del ión.

Los detectores de multiplicación de electrones se basan en el fenómeno de emisión secundaria. Por cada ión que llega al primer dinodo del detector se emiten una cierta cantidad de electrones que luego generan una cascada en las sucesivas etapas de la cadena de dinodos. Dado que la emisión secundaria de electrones en el primer dinodo depende de la energía del ión incidente, es evidente que por cada ión que llega al detector, el pulso de electrones a la salida del detector no tiene necesariamente la misma carga. Considerando el modo de conteo de pulsos, en los casos en que la altura de éstos está muy por encima del umbral electrónico de detección, la eficiencia del detector no cambia con la energía del ión incidente, pero a medida que esta altura se aproxima a dicho umbral (bajas energías) la eficiencia disminuye.

II. CARACTERÍSTICAS DEL DETECTOR

En la figura 1 se observa en forma esquemática como se genera la cascada de electrones entre el primer y último dinodo. Polarizando los dinodos de forma de establecer diferencias de potencial de negativo a positivo al ir del cátodo al ánodo, se aceleran y enfocan los electrones que salen de un dinodo de modo que incidan sobre el dinodo siguiente arrancando electrones

secundarios, generando así una cascada. A diferencia de otros multiplicadores de electrones de dinodo discreto en los detectores ETP AEM 1000 el divisor resistivo para la polarización de los dinodos es interno lo que simplifica sensiblemente el conexionado.

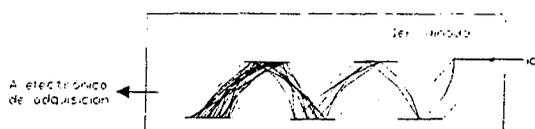


Figura 1 : Esquema de la disposición de los dinodos del multiplicador de electrones ETP AEM 1000.

La ganancia de un multiplicador se define como el número de electrones que emergen por cada partícula incidente en el primer dinodo. Con los detectores ETP AEM 1000 se logran ganancias superiores a 10^8 , gracias a un material de alta emisividad electrónica que cubre los dinodos. Este film superficial es una composición de alúmina Al_2O_3 y constituye el llamado *Active Film*.

Debido a la naturaleza estadística del proceso de emisión secundaria, la carga contenida en los pulsos de salida del detector y por lo tanto su altura sigue una distribución Gaussiana como se muestra en la figura 2.

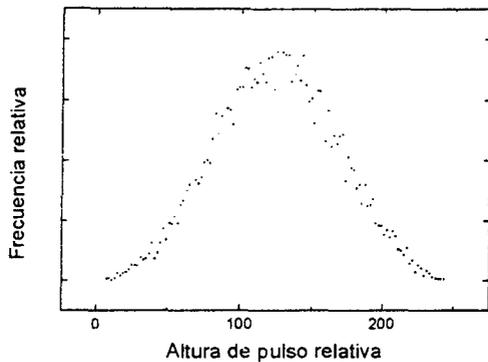


Figura 2 : Distribución de la altura de pulso del multiplicador de electrones.

III. CONSIDERACIONES TEÓRICAS

Variación de la emisión secundaria en función de la energía del ión incidente

Cuando un proyectil colisiona con un átomo de la red de un aislador, se puede producir la excitación de un electrón interno a un nivel de la banda de conducción. La energía de recombinación del par electrón-agujero creado produce la eyección de un segundo electrón de la banda de conducción, el cual puede en determinadas condiciones salir del sólido.

La sección eficaz σ para la ionización de un átomo de la red por un proyectil de velocidad v se puede calcular utilizando el modelo de Firsov [1] para colisiones de dos átomos aislados. Como es necesaria una energía mínima para excitar un electrón interno (diferencia entre el nivel interno y la función trabajo) el modelo predice la existencia de un umbral de energía para la emisión cinética de electrones. Este modelo tiene en cuenta la disminución de la velocidad del ion incidente al penetrar en el sólido. A su vez la probabilidad de que los electrones excitados a profundidad x lleguen a la superficie es descrita por la simple ley exponencial.

$$P(x) = \exp(-x / L) \quad (1)$$

en donde L es la longitud de atenuación de los electrones en el sólido. Entonces el coeficiente de emisión cinética de electrones γ está dado por,

$$\gamma = \int_0^{X_n} \sigma(v)n\omega(\delta)\exp(-x/L)dx \quad (2)$$

en donde n es la densidad atómica en el sólido. X_n es la máxima profundidad a la cual el proyectil mantiene su capacidad de producir ionización y $\omega(\delta)$ es la probabilidad que un electrón excitado por un proceso Auger escape del sólido.

En el modelo de Parilis y Kishinevskii [2] se adopta para esta probabilidad la fórmula empírica.

$$\omega(\delta) = 0.016(\delta - 2\phi) \quad (3)$$

donde δ es la profundidad del nivel interno y ϕ es la función trabajo. De la integración de la ecuación (2) se obtiene.

$$\gamma = N\sigma(v)L\omega(\delta) \quad (4)$$

Esta teoría predice que γ es una función lineal de la velocidad en el rango de los keV.

Variación de la altura de pulso en función de la energía del ión incidente

En la figura 2 se observa la forma gaussiana que presenta la distribución de altura de pulso F , la misma se puede expresar.

$$F(H) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\Omega} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{H-H_0}{\Omega}\right)^2\right] \quad (5)$$

en donde A es una constante. Ω es la dispersión de la distribución y H_0 corresponde al máximo de la distribución. Como se ha visto en el punto anterior el coeficiente de emisión secundaria varía en forma proporcional a la velocidad del ion incidente en el rango de energías de interés. Por lo tanto H_0 también debe ser proporcional a la velocidad del proyectil ó en términos de energía, proporcional a la raíz cuadrada de la energía. De esta forma es posible expresar F ,

$$F(H, E) = C_1 \exp\left[\frac{(H - C_2\sqrt{E})^2}{C_3}\right] \quad (6)$$

en donde C_1 , C_2 , y C_3 son constantes.

La electrónica de adquisición que se conecta a la salida del multiplicador tiene una sensibilidad mínima, además generalmente incluye un umbral de detección variable con el fin de suprimir el ruido electrónico, esto define una mínima altura de pulso detectable H_{min} . El número total de cuentas N que el multiplicador detecta se expresa entonces,

$$N(E) = \int_{H_{min}}^{\infty} F(H, E)dH \quad (7)$$

que es función de la energía del ión incidente. Integrando (6) según (7) se obtiene para $N(E)$,

$$N(E) = C_1^* \left[-1 + \text{Erf}(C_2^*\sqrt{E} + C_3^*)\right] + C_4^* \quad (8)$$

con C_i^* constantes. En la figura 3 se puede observar la forma de $N(E)$. En la misma se distingue una zona

monótonamente creciente mientras H_{min} se encuentra dentro de la distribución de altura de pulso $F(H,E)$, pero a medida que aumenta la energía el máximo de esta distribución se aleja de H_{min} en forma proporcional a la raíz de la energía y por lo tanto la curva se satura.

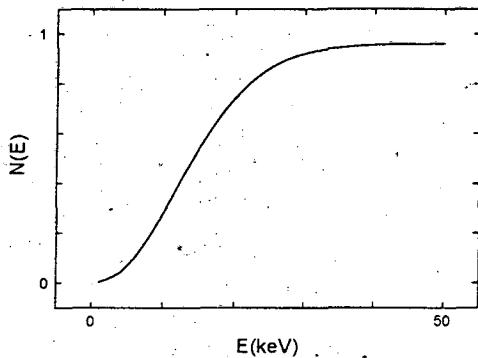


Figura 3 : Número total de cuentas en función de la energía del ion incidente.

IV. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

El procedimiento seguido se basa en emplear intensidades de haz medibles tanto mediante copa de Faraday y electrómetro como mediante el conteo de pulsos generados por el multiplicador de electrones ($\sim 4 \times 10^{-13}$ A). Para realizar esto en forma alternada a fin de contar con una intensidad de haz constante, se ha implementado un dispositivo que permite interponer uno u otro detector en el camino del haz mediante un movimiento transmitido al interior de la cámara de vacío a través de un pasante de rotación. En la figura 4 se observa el arreglo experimental utilizado.

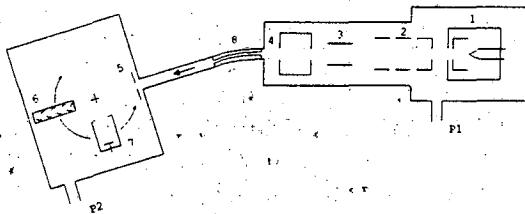


Figura 4 : Arreglo experimental utilizado en este trabajo. (1) Fuente de iones, (2) Lente de Einzel, (3) Placas deflectoras verticales, (4) Filtro de Wien, (5) Colimador de entrada a la cámara, (6) Detector, (7) Copa de Faraday, (8) Deflector de 18° , P1 y P2 sistemas de vacío.

El haz utilizado proviene de un acelerador operable entre energías menores a 1 keV y 10 keV, con fuente de iones del tipo cátodo caliente, que entrega iones monoenergéticos. La componente neutra se elimina mediante un deflector electrostático de 18° colocado delante de la cámara de medición, a la que el haz ingresa a través de un colimador de 2 mm de diámetro. Esto garantiza que su diámetro es mucho menor que la apertura, tanto de la copa de Faraday como del multiplicador de electrones (ambas de 8 mm). La corriente de haz utilizada es $\sim 4 \times 10^{-13}$ A, equivalente a $\sim 2.5 \times 10^6$ iones/seg. En la figura 5 se muestra el esquema de la electrónica de pulsos empleada.

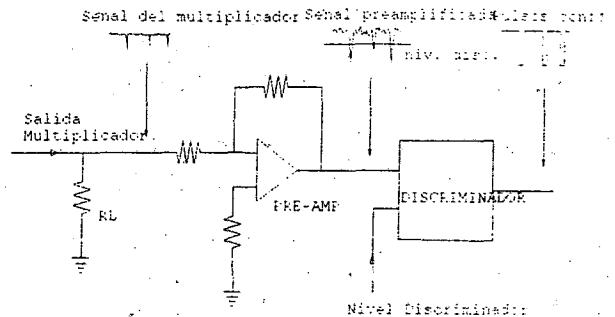


Figura 5 : Electrónica de pulsos empleada para la adquisición.

V. RESULTADOS

Como estudio complementario se relevó la dependencia de la respuesta de los detectores con el ángulo de incidencia del haz. Como es de esperar la copa de Faraday no muestra ninguna dependencia, no ocurriendo lo mismo con el multiplicador de electrones. En la figura 6 se observa la eficiencia de éste detector en función del ángulo de inclinación para diferentes energías del ion incidente.

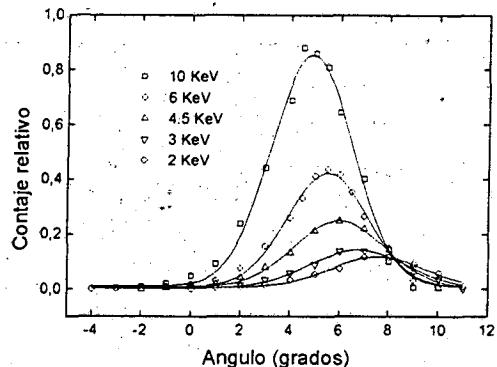


Figura 6 : Variación de la eficiencia del detector en función del ángulo de inclinación respecto de la dirección inicial del ion incidente, a diferentes energías.

En la figura 7 se observan los resultados obtenidos de medir la respuesta del multiplicador en función de la energía del ion incidente para diferentes tensiones de polarización. Cada una de estas mediciones está ajustada según la ecuación (8) y como se puede ver son consistentes con la figura 3.

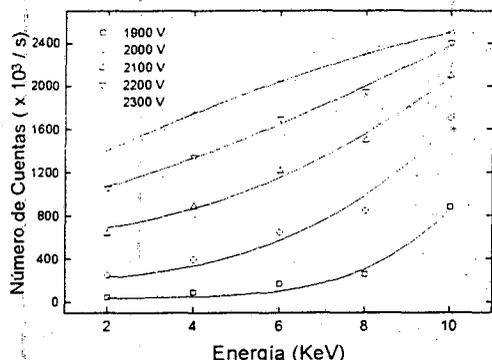


Figura 7 : Número de cuentas vs. Energía del ion incidente para diferentes tensiones de polarización del detector. En cada caso los datos experimentales se ajustan según la ecuación (8).

En la figura 8 se observan los mismos resultados de la figura 7 pero el número de cuentas se presenta en función de la tensión de polarización para diferentes energías del ion incidente. Para un cierto valor de energía la curva muestra en forma indirecta la ganancia del multiplicador según varía la tensión de polarización. Este resultado es coherente dado que uno espera que al aumentar la tensión de polarización la energía de los electrones secundarios que generan la cascada también aumente, y por lo tanto se incremente el número de electrones secundarios emitidos por cada electrón. De esta forma la altura de la distribución de pulso es mayor y la integral de la ecuación (7) también aumenta.

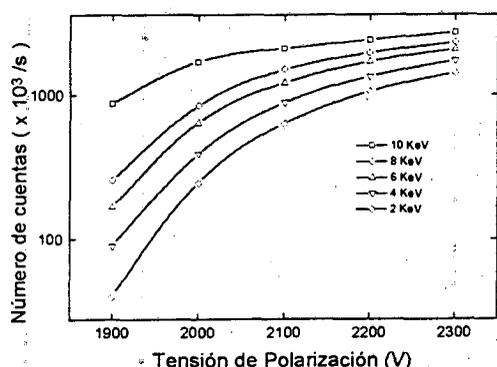


Figura 8 : Número de cuentas vs. tensión de polarización del detector para diferentes energías del ion incidente.

VI. CONCLUSIONES

Las presentes mediciones con protones de la dependencia con la energía de la respuesta de los multiplicadores de electrones de nueva generación tipo ETP AEM 1000 muestran una dependencia apreciable en el rango de energías estudiado de 1 a 10 keV. Esto implica que al medir distribuciones de energía de iones cuyo ancho sea mayor a unos pocos cientos de eV, se deben hacer correcciones a la forma de los mismos en base a las curvas medidas en este trabajo. Por otro lado no se observan eficiencia singularmente bajas en el extremo inferior del rango cubierto, lo que quiere decir que con la forma de polarización empleada se está lejos del umbral de detección.

VII. REFERENCIAS

- [1] O. B. Firsov, Soviet Physics -JETP 9, 1076, (1959).
- [2] E. S. Parilis y L. M. Kishinevskii, Soviet Physics -Solid State 3, 1219, (1961).

CEILAP
CITEFA - CONICET
ZUFRIATEGUI Y VARELA
1603 VILLA MARTELLI
REPUBLICA ARGENTINA