



MX0500380

VIII Conferencia Internacional/XVIII Congreso Nacional sobre Dosimetría de Estado Sólido
7-9 Septiembre de 2005, Zacatecas, Zac. México

PRODUCCION DE RAYOS X POR EFECTO COMPTON INVERSO

Raúl T. MAINARDI*

Facultad de Matemática, Astronomía y Física. Universidad Nacional de Córdoba.
5000 Córdoba-Argentina.

Resumen

Rayos x y rayos gamma de altas energías pueden ser producidos por la dispersión de fotones de baja energía con electrones de alta energía, siendo este un proceso controlado por la dispersión Compton. Si un haz de luz láser es usado, el haz de rayos x hereda las propiedades de intensidad, monocromaticidad y colimación del haz láser.

En este trabajo analizamos la generación de haz de rayos x de energías entre 10 y 100keV para ser usados en una amplia gama de aplicaciones en las que una alta intensidad y altos grados de monocromaticidad y colimación son propiedades importantes para asegurar calidad de imagen, reducción de dosis y mejora en los tratamiento con radiaciones. Para estos propósitos hemos calculado, usando la cinemática relativística, las propiedades del haz dispersado en función del ángulo de dispersión.

Este dispositivo está siendo considerado en muchos laboratorios en varios países del mundo, como una alternativa a la radiación de sincrotrón y se la denomina "radiación de sincrotrón de mesa" y su costo de instalación es muchas veces inferior al de un laboratorio de luz sincrotrón.

El haz de radiación puede exhibir propiedades no lineales en su interacción con la materia, de manera similar a lo que ocurre con un haz de luz láser y en el futuro investigaremos como calibrar y evaluar las propiedades de dosímetros TLD, ya sea campos de bajas o altas intensidades, mono o polienergéticos y en amplios rangos espectrales.

*Miembro del CONICET (Argentina)

Abstract

X-rays and gamma rays of high energy values can be produced by the scattering of low energy photons with high energy electrons, being this a process controlled by the Compton scattering. If a laser beam is used, the x-ray beam inherits the properties of intensity, monochromaticity and colimación from the laser beam.

In this work we analyze the generation of intense x-ray beams of energies between 10 and 100KeV to be used in a wide range of applications where a high intensity and high degrees of monochromaticity and polarization are important properties to improve image quality, reduce doses and improve radiation

treatments. To this purpose we evaluated, using relativistic kinematics the scattered beam properties in terms of the scattering angle.

This arrangement is being considered in several laboratories worldwide as an alternative to synchrotron radiation and is referred to as “table top synchrotron radiation”, since its cost of installation is orders of magnitude smaller than a “synchrotron radiation source”.

The radiation beam might exhibit non-linear properties in its interaction with matter, in a similar way as a laser beam and we will investigate how to calibrate and evaluate TLD dosimeters properties, both in low and high intensity fields, either mono or polyenergetic in wide spectral energy ranges.

INTRODUCCION.

La así denominada radiación sincrotrón es producida en aceleradores circulares de electrones, en los que estos giran con energías ultra-relativísticas emitiendo radiación de frenado, también conocida como “bremsstrahlung”. Estos laboratorios de luz sincrotrón han adquirido gran importancia y sus instalaciones requirieron de enormes inversiones y muchos años para completarlas, encontrándose las mismas en países como Japón, EEUU, Alemania, Francia, Brasil [1], etc. La radiación así producida se utiliza en investigaciones en áreas como la química (cinética de reacciones rápidas), en biología (estructura de ADN), en ciencias de materiales (estructura cristalina de diversos materiales), en medicina (tratamientos de diagnóstico y terapia), etc. Desde hace unos años en varios países se han comenzado a construir instalaciones presupuestariamente más accesibles ya que utilizan aceleradores de electrones de baja energía, en comparación con los de luz sincrotrón, que en colisiones con haces intensos de láseres, generalmente pulsados, permite producir haces de rayos x con propiedades similares a la radiación sincrotrón por medio del denominado efecto Compton inverso.

APLICACIONES DEL EFECTO COMPTON INVERSO

A comienzos de los años cincuenta del siglo pasado, se pudo resolver uno de los interrogantes que planteaba la radiación cósmica primaria: ¿cuál o cuáles eran los mecanismos de producción de los rayos gama de las altas energías observadas, cercanas a los cientos de millones de electrón-voltios (MeV)? Como se sabe las transiciones atómicas emiten rayos x de a lo sumo unas decenas de kilo-electrón-voltios (keV). Los decaimientos nucleares producen rayos gama de unos pocos MeV. Sin embargo al tope de la atmósfera se detectan rayos gama de origen cósmico cientos de veces más energéticos que estos últimos y durante muchos años se especuló sobre el origen de dicha radiación.

Actualmente está justificado científicamente que el denominado efecto Compton inverso (el que analizaremos brevemente más adelante) es el responsable de la existencia de dichos rayos gamma de altas energías, ya que en la radiación cósmica se encuentran electrones y protones de altísimas energías los que en choques sucesivos con los fotones de baja energía que bañan el universo los llevan a las energías extremas con que se observan en el sistema solar.

Las comunicaciones entre distintos puntos sobre la superficie terrestre se realiza vía satélite si las distancias son grandes, o vía fibra óptica si las distancias son medianas o pequeñas y en este caso utilizando luz láser. En una fibra óptica, escasamente más gruesa que un cabello, se pueden transmitir un gran número de mensajes y esto es posible porque los fotones no chocan entre sí. Pero los físicos han descubierto que fotones de altísimas energías pueden reaccionar entre sí al chocar de frente y, oh! sorpresa, producir partículas con estructura interna como protones y mesones, además de electrones. ¿De dónde salen estos fotones de alta energía?. Realizando en el laboratorio Compton inverso, pero colisionando fotones gama con protones de las más altas energías disponibles de aceleradores. También estos fotones de altas energías se utilizan para analizar aspectos poco estudiados del núcleo atómico, siendo este es un campo de investigación muy activo en la actualidad [2].

Como vemos el menú de procesos en que el efecto Compton está involucrado es bastante variado y tenemos una opción más, cual es la producción de haces de rayos x con propiedades similares a los láseres de luz visible [3-6], principalmente la monocromaticidad, la colimación, la coherencia y la polarización, siendo esta última de mucho interés en el análisis de materiales por espectrometría de rayos x. Debo resaltar una vez más, que el contar con haces de rayos x de estas características es lo que permite hoy en día estudiar procesos químicos ultrarápidos, estructura de materiales compuestos y tomografía del cuerpo humano entre otras aplicaciones, con dosis reducidas de radiación impartida.

Deseo dejar planteada, en esta breve exposición, la necesidad de investigar la dosimetría de "láseres" de rayos x, los que estrictamente están todavía en el rango de unos pocos keV y por lo tanto tienen pocas aplicaciones en biofísica o en terapia o diagnóstico en medicina. El encomillado es porque los procesos de producción de estos haces de rayos x no son los de la emisión de radiación estimulada que dan origen a la sigla láser. A medida que estas fuentes, como la que voy a describir más adelante, se perfeccionen y difundan, será necesario proveer de los procedimientos dosimétricos adecuados para su cualificación, ya que ignoramos en gran medida si los efectos no lineales asociados a las propiedades de los láseres, se trasladan al daño por radiación y a la dosimetría correspondiente.

Explicaremos en lo que sigue y de la manera más sencilla posible este proceso, para tener una noción de cómo se originan los rayos x por Compton inverso.

BREVE TEORIA DEL EFECTO COMPTON

Se dio en llamar efecto Compton al corrimiento en energías que sufren los fotones de rayos x, al interaccionar con electrones de baja energía cinética y que se encuentran “casi” libres en el interior de un metal. Fue Arthur H. Compton, físico estadounidense, quien observó que los rayos x se corrían hacia longitudes de onda más largas al chocar contra la superficie de un metal. Este corrimiento se torna inobservable para fotones de menor energía, como los fotones de luz, ya que son sacados de la banda visible. Tampoco es observable en fotones de muy alta energía, como los emitidos por los núcleos radiactivos ya que sus corrimientos son tan pequeños que no se pueden detectar.

En el denominado efecto Compton directo, la energía del fotón incidente es mayor que la energía cinética del electrón, al que se lo supone en reposo aunque en realidad se mueve con energías pequeñas dentro de la banda de conducción del sólido. Son necesarios experimentos de alta resolución en energías para detectar los movimientos de esos electrones. Desde hace muchos años se hacen determinaciones del denominado perfil Compton, el que representa la distribución de momentos lineales de los electrones en el seno de un material, con el cual se realizan importantes verificaciones sobre la teoría la materia condensada.

Efecto Compton directo

El efecto Compton directo es la colisión de un fotón con un electrón en reposo. La ecuación que rige este proceso es la siguiente:

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{\varepsilon(1 - \cos \theta)}{m_0 c^2}}$$

En la que $\varepsilon = h\nu$ es la energía del fotón incidente y $\varepsilon' = h\nu'$ la del fotón dispersado, como se puede apreciar en la Figura 1. Esta ecuación la deduciremos más adelante como un caso particular del efecto Compton inverso. La máxima energía de un fotón dispersado es $\varepsilon_1 \sim 255,5\text{KeV}$ y corresponde al caso en que el fotón incidente tiene una energía $\varepsilon \gg m_0 c^2$, y $\theta > 0^\circ$. En el caso opuesto al anterior en que $\varepsilon \ll m_0 c^2$, tendremos dispersión Thomson, $\varepsilon_1 \sim \varepsilon$ y $E_e = 0$

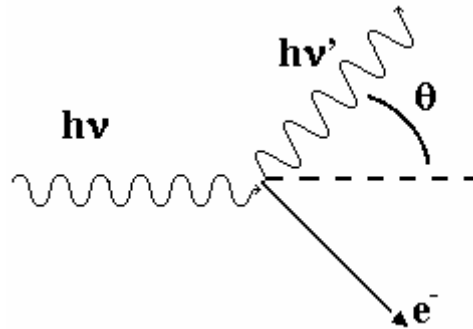


Figura 1. Cinemática del efecto Compton. El fotón de alta energía es incidente desde la izquierda y el fotón dispersado, hacia la derecha, le ha cedido energía al electrón.

Efecto Compton inverso

El denominado efecto Compton inverso ocurre cuando el electrón (que se mueve) tiene mayor energía que el fotón (Ver Figura 2). Analizaremos el caso que el electrón incidente tiene energías cinéticas mucho mayores que su masa en reposo.

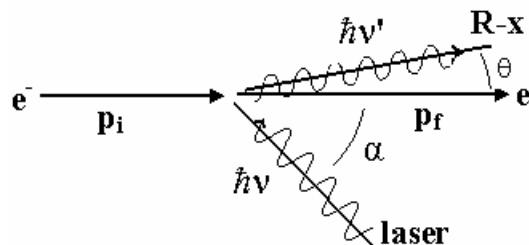


Figura 2. Esquema del efecto Compton inverso. Choque de un fotón láser, que viene desde abajo a la derecha y de un electrón p_i incidente desde la izquierda. A consecuencia del choque resulta un fotón emergente de rayos-x, con longitud de onda más corta, hacia arriba y un electrón emergente hacia la derecha con impulso p_f .

El principio de conservación de la energía para el caso de electrones relativísticos nos da la ecuación:

$$h\nu + (m_i - m_0)c^2 = h\nu' + (m_f - m_0)c^2$$

ó

$$h\nu + m_i c^2 - h\nu' = m_f c^2 \quad (1)$$

en donde $h\nu$ y $h\nu'$ son las energías de los fotones antes y después de la colisión y m_i y m_f son las masas relativísticas del electrón en las mismas condiciones:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$$

En esta ecuación β es la velocidad del electrón dividida por la velocidad de la luz. La ecuación de conservación del momento, a lo largo de las direcciones x e y , como se muestra en la figura 1 nos da:

$$p_i - \frac{h\nu}{c} \cos \alpha = p_f + \frac{h\nu'}{c} \cos \theta \quad (2)$$

$$\frac{h\nu}{c} \sin \alpha = -\frac{h\nu'}{c} \sin \theta \quad (3)$$

En donde $p_f = m_0 v_f \gamma_f$ es el momento lineal del electrón, y:

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2 = m c^2$$

es la energía total del electrón.

En estas ecuaciones $\gamma_f = (1 - v_f^2 / c^2)^{-1/2}$ y $(m_f^2 - m_0^2) c^2 = p_f^2$.

Elevando al cuadrado las ecuaciones 2 y 3 y sumando obtenemos:

$$\left(p_i - \frac{h\nu}{c} \cos \alpha - \frac{h\nu'}{c} \cos \theta \right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c} \sin \alpha + \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \right)^2 = p_f^2 \quad (4)$$

Elevando al cuadrado la ecuación 1 y combinándola con la 4 obtenemos:

$$\frac{h\nu'}{h\nu} = \frac{1 + \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \theta + \frac{h\nu}{m_i c^2} (1 + \cos(\alpha - \theta))} \quad (5)$$

Si $\beta = 0$ (electrón en reposo) entonces $m_i = m_0$ y esta ecuación se reduce a la del efecto Compton directo:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

Analizaremos a continuación un par de ejemplos prácticos.

Caso 1. El haz de fotones incidente y el de electrones son colineales. El electrón viene de la derecha y el fotón viene de la izquierda (ver Fig. 2). Después de la colisión el fotón va para la izquierda. Por lo tanto $\alpha = 0$ y $\theta = 0$ en la ecuación 5. Si cada electrón incidente tiene energía cinética muy grande, tal que $m_0c^2 \gg h\nu$ la energía del fotón dispersado será:

$$h\nu' \approx 4 \cdot \gamma^2 \cdot h\nu$$

Si $\gamma=41$ ($E=20\text{MeV}$) y $h\nu=1,9\text{eV}$ (láser de luz roja), $h\nu' \approx 13\text{keV}$. Ya existen en el mercado láseres de luz violeta en los que $h\nu > 5\text{eV}$ con lo que se podrían obtener rayos x superiores a los 30keV .

Caso 2. El electrón incidente le pega al fotón de costado, esto es: $\alpha = 90$ y $\theta = 0$. Nuevamente si la energía es muy grande será:

$$h\nu' \approx 2 \cdot \gamma^2 \cdot h\nu$$

con lo que vemos que las energías obtenidas se reducen a la mitad del caso anterior.

Para terminar haré solamente una mención breve a la colimación ya que la polarización del haz de rayos x excede los límites de esta nota. Para considerar ambos aspectos es necesario tener en cuenta la sección eficaz del proceso, el que ha sido tratado en profundidad por Evans [5].

Si $\varepsilon \sim m_0c^2$ la sección eficaz está dada por la expresión de Klein-Nishina:

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} - \sin^2\theta \right)$$

Esta ecuación no contempla la polarización para el haz de fotones por lo ya expresado. En la figura 3, hemos graficado resultados de nuestros cálculos de la distribución angular de la intensidad del haz de fotones de rayos x. La apertura del haz está dada aproximadamente por la expresión: $\theta \approx \gamma^2$.

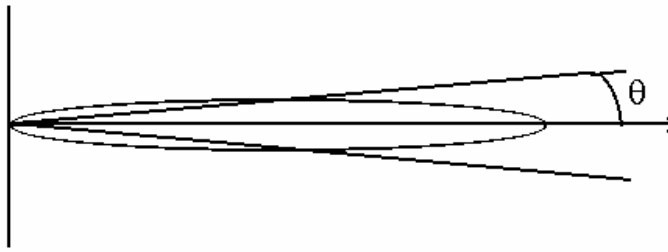


Figura 3. Distribución angular de la intensidad del haz de rayos emitidos en la dirección "hacia adelante", correspondiente a la dirección de incidencia del haz de electrones.

CONCLUSIONES Y COMENTARIOS.

Se espera que el haz de rayos x producido por Compton inverso provoque, en su interacción con distintos materiales, efectos no lineales similares a los que se observa en la interacción de radiación de láseres ópticos sobre diversas sustancias. Estos efectos esperados podrían deberse a la coherencia entre fotones del haz y no a un aumento de la dosis. Cuando se disponga de haces de rayos x con características especiales, como los que se están comenzando a obtener en diversos laboratorios del mundo por este medio, será necesario disponer de una dosimetría a dichos efectos. Por ejemplo, en aplicaciones en medicina ya sea con fines de diagnóstico (radiográficos o tomográficos) o de terapia, será necesario evaluar eventuales mejoras en los procedimientos y sus consecuencias sobre los resultados obtenidos, como por ejemplo la reducción de las dosis impartidas a los tejidos biológicos involucrados. Para los especialistas en dosimetría será necesario poder comparar haces coherentes y no coherentes de rayos x y la producción de centros de color en los materiales dosimétricos.

REFERENCIAS

1. Se puede acceder al sitio web de Laboratorio Nacional de Luz Sincrotrón de Brasil en la dirección: <http://www.lnls.br>
2. Ver por ejemplo "Review of Particle Properties". European Journal of Physics C. Volumen 15 Nros 1-4 (2000), Pág 238.
3. "Laser-Compton scattering from a 20 MeV electron beam". K. Chouffani, D. Wells, F. Harmon, J. Jones and G. Lancaster. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A495(2002)95. (See references therein).
4. "Ultrabright x-ray and gamma ray source by Compton Backscattering of CO2 laser beam". Pogorelski, I.V. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A411(1998)172.

5. "Generación de rayos x por dispersión Compton Inversa". R.T. Mainardi. 88^a Reunión de la Asociación Física Argentina. 22-25 de setiembre de 2003. Bariloche.
6. "Compact X-ray source based on Compton backscattering". E. Bulyak, P. Gladkikh, A. Zelinsky, I. Karnaukhov, S. Kononenko, V. Lapshin, A. Mytsykov, Yu. Telegin, A. Khodyachikh, A. Shcherbakov, V. Molodkin, V. Nemoshkalenko and A. ShpaK. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A487 (2002) 241-248
7. Evans, R. "The Atomic Nucleus". Krieger, New York, 1982.