

Simulación del Espectro de Emisión Gamma Temprana de una Nova.

Luis Gerardo Sarmiento Pico* and Fernando Cristancho**

(Dated: 18 de Noviembre de 2005)

Antes del momento de máxima luminiscencia de una explosión nova, existe una rápida nucleosíntesis de elementos, ${}^7\text{Be}$ y ${}^{22}\text{Na}$ entre ellos, sobre la superficie de la estrella debida a la acreción de material rico en hidrógeno. Estos elementos forman con su emisión el espectro gamma característico de la nova. El presente trabajo muestra simulaciones de la evolución temporal del espectro, atendiendo dos causas principalmente: (i) La contribución del efecto Compton, el cual tiene lugar con la misma masa eyectada por la explosión. (ii) La aniquilación positrónica, la cual tiene implicaciones importantes en la formación del espectro ya que contribuye en el continuo de energías menores a los 511 keV, debido a su posibilidad de aniquilarse en hasta seis fotones. También se trata el problema de la diferencia entre el espectro emitido en el proceso nova con el posible espectro medido con un arreglo de detectores simulado.

PACS numbers: 97.30.Qt;26.30.+k

Keywords: Espectro Gamma, Nova, Nucleosíntesis

I. INTRODUCCIÓN

Los procesos estelares son en general muy complejos y poco comprendidos, todo lo que sabemos de ellos se debe a las observaciones y a modelos teóricos desarrollados, pero la verdad de lo que realmente ocurre en las estrellas

es aún objeto de estudio.

Las novas son procesos muy violentos y son ampliamente estudiados en regiones del espectro electromagnético como el Visible, Ultra Violeta, y el Infra Rojo. Son muy pocas las observaciones en la región gamma del espectro y por eso la mayoría de los trabajos en este campo son teóricos.

*Electronic address: lgsarmientop@unal.edu.co

**Electronic address: lfcristanchom@unal.edu.co;

URL: <http://www.fisica.unal.edu.co/paginas/investigacion/gfnun/>; Universidad Nacional de Colombia; gfnun

Para poder entender el espectro de emisión de una nova y su posible detección es muy útil simularlo. En este campo ya existen varios trabajos que con códigos hidrodinámi-

cos simulan tanto el proceso de acreción, como el proceso de explosión de la estrella.[1]

En el presente trabajo se trabaja la evolución del espectro debido a la expansión de la masa eyectada y al decaimiento de isótopos radioactivos que se nucleosintetizan en el proceso.

II. INTERACCIÓN GAMMA-MATERIA

Los fotones ciertamente tienen una interacción con la materia bien definida, pero dado el rango de energías que se manejen existe más probabilidad de que ocurran unos u otros. El rango de las energías de los procesos de interés particular de este trabajo va de los 10 keV a los 1500 keV.

De acuerdo a este rango de energía existen tres interacciones principales que se explican a continuación.

A. Interacciones Posibles

Un fotón incidente sobre materia en el rango de energías mencionado, puede interactuar sufriendo cualquiera de los tres procesos siguientes: [2, 3]

- Efecto Fotoeléctrico
- Dispersión Compton
- Producción de Pares

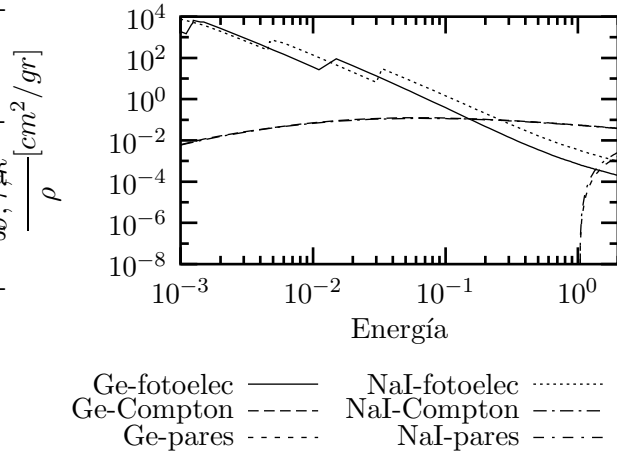


Figura 1: Dependencia con la energía de la sección eficaz para distintos efectos en Yoduro de Sodio (NaI) y Germanio (Ge)[4]. Es de anotar que las curvas para el efecto Compton son idénticas y las de producción de pares solo se diferencian un poco en altas energías.

También es posible aunque es mucho menos común, que ocurra fotodisociación nuclear y no será considerada.

Cada fotón de un haz incidente tiene una cierta probabilidad de que sufra los distintos procesos al atravesar un material (figura 1), si se trata de un haz monoenergético la probabilidad de que sea removido del haz inicial, ya sea por absorción o dispersión es fija por unidad de recorrido en el medio; la suma de esas probabilidades es simplemente la probabilidad por unidad de distancia de que un fotón gamma sea quitado del haz:

$$\mu = \tau(\text{fotoeléctrico}) + \sigma(\text{compton}) + \kappa(\text{pares}) \quad (2.1)$$

y se llama *coeficiente de atenuación lineal*. Donde las cantidades σ , τ y κ son las secciones eficaces de cada uno de los procesos entre parentesis. Es decir que la cantidad de fotones transmitidos dado en términos de la cantidad inicial de fotones es:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}. \quad (2.2)$$

donde x es la longitud del camino que el fotón atraviesa en la materia.

Los efectos tambien pueden ser caracterizados por el *camino libre medio* λ de los fotones, definido como la distancia promedio que recorre un fotón sin que sufra ningún tipo de interacción:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (2.3)$$

A continuación describiremos en más detalle las distintas interacciones de los fotones ya mencionadas:

1. Efecto Fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la remoción de un electrón de un átomo por la absorción de un fotón de frecuencia ν , y por conservación de la energía, la energía con la que queda el electrón removido entonces será:

$$T_e = h\nu - \phi \quad (2.4)$$

donde ϕ es la energía de ligadura del electrón al átomo.

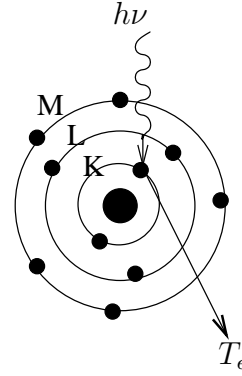


Figura 2: Diagrama esquemático del efecto fotoeléctrico

2. Dispersión Compton

Este efecto consiste en la dispersión de fotones con electrones libres, por supuesto que los electrones en la materia están ligados a sus respectivas moléculas o átomos, pero si la energía del fotón es suficientemente alta, la energía de ligadura del electrón puede ser despreciada y por ende el electrón puede considerarse libre. La Figura 3 ilustra el proceso

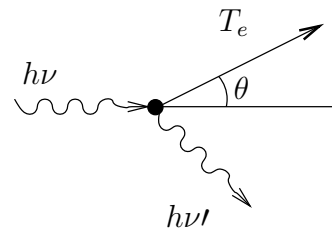


Figura 3: Esquema del proceso de dispersión Compton

de dispersión.

Por simple conservación del momentum y

de la energía se puede obtener que:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.5a)$$

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.5b)$$

donde $\gamma = h\nu/m_e c^2$. Otra relación muy útil en este tipo de interacción es la distribución de intensidades relativas de las energías de los electrones dispersores, la cual resulta de hacer un reemplazo de las relaciones cinemáticas que relacionan el ángulo con la energía de los electrones en la ecuación de Klein-Nishina:

$$\sigma = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1 + 2\gamma) \right] \right. \\ \left. \frac{1}{2\gamma} \ln(1 + 2\gamma) - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\} \quad (2.6)$$

donde r_e es el radio clásico del electrón. De manera que queda una ecuación que relaciona en lugar de la distribución angular de la probabilidad de la dispersión Compton, su energía, siendo esta última mucho más útil en el caso particular del presente trabajo. La ecuación resultante es:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1 - s)^2} \right. \\ \left. + \frac{s}{1 - s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (2.7)$$

donde $s = T/h\nu$. La Figura 4 muestra esta distribución para varias energías de incidencia. La máxima energía posible de los electrones es dada por la cinemática en la ecuación (2.5b) cuando se tiene el caso de

$\theta = 180^\circ$:

$$T_{max} = h\nu \left(\frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right) \quad (2.8)$$

Este valor es conocido como el *borde Compton* porque es el valor máximo hasta donde la distribución de intensidades puede existir ya que corresponde a la energía de los electrones.

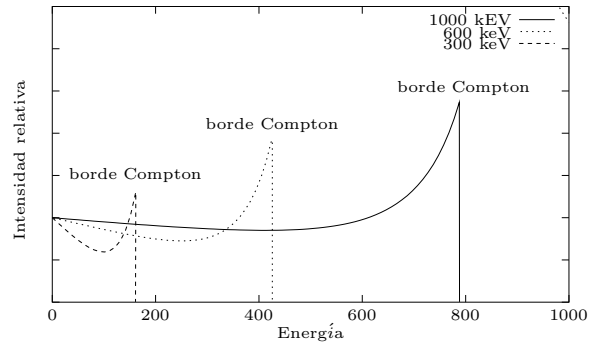


Figura 4: Distribución de Las intensidades relativas de la energía de los electrones dispersados por efecto Compton.

3. Creación de Pares

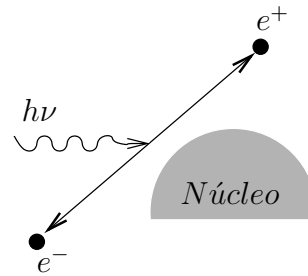


Figura 5: Diagrama esquemático de la creación de pares

La creación de pares involucra la transformación de un fotón en un par electrón-

positrón. Por la conservación del momento, sólo puede ocurrir en presencia de un tercer cuerpo, usualmente un núcleo. Como el proceso de creación de pares implica la creación de dos partículas de masa en reposo $mc^2 = 511$ keV, la energía mínima del fotón debe ser 1022 keV. A partir de esa energía es que ese proceso se convierte cada vez en un proceso más probable a medida que aumenta la energía del fotón como se puede ver en la Figura 1

III. PROCESO NOVA

Los antiguos, se reusaban a creer que las “estrellas fijas” pudieran mostrar algún cambio y consideraban cualquier cambio como un evento que le ocurría a objetos muy cercanos a la tierra. El astrónomo Tycho Brahe observó la supernova SN 1572 en la constelación de Casiopea y escribió en su libro *de stella nova* que significaba en latín “acerca de la estrella nueva” dando comienzo al nombre de **nova** y él concluyó en su trabajo que los objetos cercanos a la tierra deberían moverse con respecto a las estrellas fijas y que la nova debía estar muy lejos de la tierra, tumbando así la creencia de que las estrellas fijas no cambiaban; Ahora sabemos que en realidad la estrella ya existía antes de ese intenso brillo que las hacía visibles como nuevas. Las novas realmente son explosiones de una capa de una

estrella en un ambiente bastante particular. [5].

El fenómeno explosivo de las novas clásicas ocurre en la superficie de una enana blanca acretante en sistemas binarios cercanos normalmente constituidos de una enana blanca y una supergigante roja. El proceso nova tiene lugar siempre que se den ciertas condiciones de luminosidad, masa de la enana blanca y tasa de acreción de materia sobre la enana.

Eventualmente la supergigante roja expande su atmósfera hasta que supera el lóbulo de Roche que es la región del espacio alrededor de una estrella en un sistema binario dentro del cual el material orbitante está gravitacionalmente ligado a esa estrella (figura 6), y la materia fluye a través del punto lagrangiano interno (punto L_1 en la figura 7). Los puntos de Lagrange son las soluciones estacionarias del problema de tres cuerpos circular restringido, en estos puntos los cuerpos se encuentran en equilibrio; es por eso que si la atmósfera de la estrella que acompaña a la enana blanca supera el lóbulo de Roche entonces supera la condición de equilibrio y esta materia comenzará a pasar a la otra estrella y formará un disco de acreción alrededor de la enana blanca. La materia acretada rica en hidrógeno y helio que son los elementos más livianos y los principales constituyentes de la supergigante, mezclada con la materia de la parte

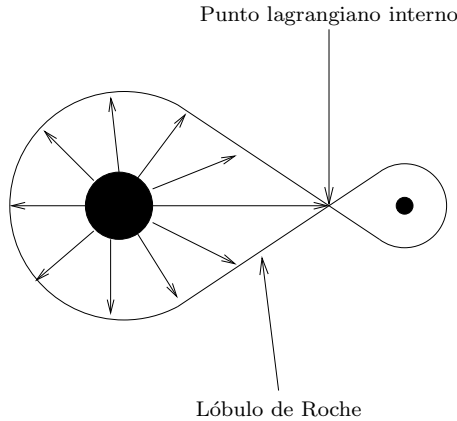


Figura 6: Esquema del lóbulo de Roche que no es otra cosa que una equipotencial crítica para la ligadura gravitacional de la masa orbitando una estrella en un sistema binario.

interna de la enana blanca arde y por las densidades manejadas en dichos escenarios, alcanza condiciones de degeneración llevando al sistema a una explosión termonuclear. El espontáneo incremento en la luminosidad visual y la eyección de una fracción de masa son algunas de las consecuencias de la explosión. Gracias a la temperatura alcanzada, se nucleosintetizan elementos pesados que son producto de la nueva materia rica en hidrógeno y helio acretaada junto con los elementos ya existentes en la enana blanca que se mueven por convección. Algunos de esos elementos que se sintetizan son radioactivos y esto se traduce en una emisión de rayos gamma a distintas escalas de tiempo que depende de la vida media de los radioisótopos presentes. La emisión temprana de rayos gamma de la nova clásica tiene su origen en la aniquilación

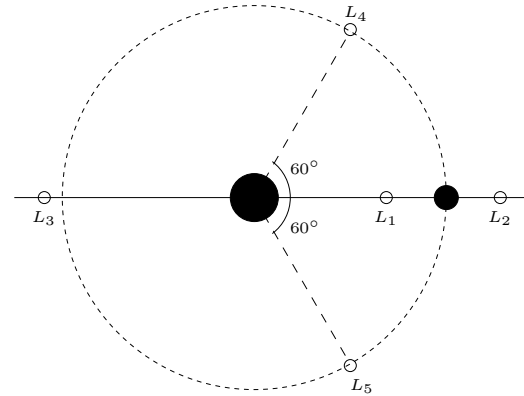


Figura 7: Digrama mostrando los cinco puntos de Lagrange en un sistema de dos cuerpos

e^+e^- [6], con los positrones viniendo principalmente del decaimiento β^+ de elementos como ^{13}N y ^{18}F . Los positrones emitidos por el decaimiento del ^{22}Na también contribuyen a la emisión temprana, sólo que con un flujo mucho menor que el de los otros elementos debido a su vida media mucho más larga. En general los positrones emitidos se aniquilan y producen una línea de 511 keV junto con un continuo por debajo de dicha energía. El continuo es producido tanto por la emisión de la aniquilación positrónica cuando el positronio se forma en estado triplete [7] del cual se hablará más adelante como por la Comptonización de los fotones emitidos; dicho continuo tiene un corte en bajas energías donde la absorción fotoeléctrica es el efecto más probable (véase por ejemplo la Figura 1 en el caso del NaI y Ge).

Los isótopos ^{13}N y ^{18}F tienen tiempos de vida relativamente cortos, hecho respon-

sable de la emisión de corta duración y dicha emisión está íntimamente ligada con las condiciones de la capa de masa que se expande (opacidad a los rayos gamma). Dichos elementos de corta vida media causan la emisión temprana de rayos gamma de la nova. La cual es emitida muy temprano en la fase explosiva, es decir, antes del máximo en luminosidad visual y, por ende, antes de la observación óptica de la mayoría de las novae.

Hay otro tipo de emisiones gamma provenientes de las novae debida al decaimiento de isotopos radiactivos tales el ${}^7\text{Be}$ [8] y el ${}^{22}\text{Na}$ [9], que incluso perduran por meses y hasta años despues de la explosión. Dichas emisiones no han sido detectadas en ninguna nova hasta ahora pero se existencia se predice de las cadenas de nucleosíntesis que se presentan en ese escenario (véase [5] y las referencias ahí mencionadas), pero que son las responsables de la clasificación de la nova en tipo CO y tipo ONe dependiendo de la presencia de la línea de 478 keV del ${}^7\text{Be}$ o de 1275 keV del ${}^{22}\text{Na}$ [10].

A. Aniquilación Positrónica

Los positrones entrando a un medio gaseoso a las energías en la que se encuentran típicamente en los eventos nova son frenados rápidamente por medio de colisiones ionizantes con átomos neutros y por interac-

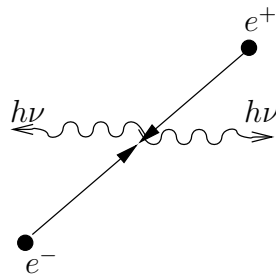


Figura 8: Diagrama esquemático de la aniquilación positrónica directa

ciones de Coulomb de largo alcance con algún componente ionizado. La pérdida de energía de los positrones es esencialmente la misma que para los electrones rápidos, salvo por la posibilidad de la aniquilación. Para la mayoría del tiempo de evolución de la nova que es de interés particular en este trabajo la materia de la última capa de la enana blanca está predominantemente ionizada [7], de manera que las interacciones Coulombianas son las predominantes. Los positrones se pueden aniquilar “en vuelo”, es decir antes de ser frenados hasta energías térmicas, pueden aniquilarse directamente con electrones cuando ambos están a energías térmicas, o formar positronio a energías térmicas (o a energías mayores si se forma via intercambio de carga con átomos neutros). El intercambio de carga es el proceso mediante el cual en una colisión entre un átomo neutro y un ion, da como resultado el intercambio de la carga, quedando el átomo neutro como ionizado y el ionizado como neutro.

La aniquilación libre de los pares positrón-electrón produce dos rayos de 511 keV en el marco de referencia del centro de masa del par. La aniquilación de los positrones a energías mayores que las energías térmicas nos dará un continuo Doppler encima de los 250 keV y no una sola línea.

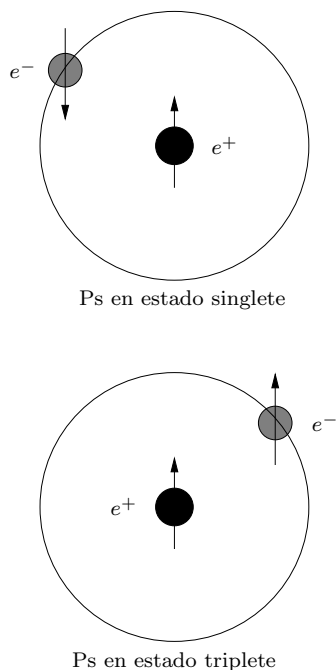


Figura 9: Diferentes configuraciones del positronio (Ps)

El positronio decae del estado base aniquilándose en dos fotones de 511 keV si el positronio estaba formado en el estado singlete, o un continuo de tres fotones por debajo de esa energía si la aniquilación ocurre desde un estado triplete lo cual ocurre el 75 % de las veces, en un laboratorio. La vida del estado triplete es 10^3 veces mayor que la del estado singlete con respecto a la aniquilación,

de manera que su decaimiento puede ser impedido por colisiones con partículas en el ambiente, o fotones, o incluso por intercambio de electrones con diferente espín, cuando el decaimiento en singlete aún sea posible.

IV. SIMULACIÓN DEL ARREGLO DE DETECTORES

Para la simulación de los detectores, se le sigue la pista a la energía que es depositada en el detector por cada fotón. Cada que un fotón deje una cierta cantidad de energía en el detector se suma una cuenta a el canal de la respectiva energía. Se maneja una equivalencia de que un canal corresponda a un keV de energía

A. Probabilidad de Interacción de los fotones con el Detector

Cada fotón que entra al detector tiene una cierta probabilidad de interacción por unidad de camino recorrido en él, dada por la ecuación (2.1). Si $P(x)$ es la probabilidad de NO interacción de un foton; la probabilidad de no interacción al recorrer una distancia dx está dada por la siguiente ecuación[2]:

$$P(x) = C \exp(-\mu x) \quad (4.1)$$

con μ siendo el coeficiente de atenuación lineal calculado de la ecuación (2.1). Siguiendo

la convención estadística de que certidumbre significa probabilidad $P = 1 \rightarrow P(x = 0) = 1$ entonces $C=1$. De manera que la probabilidad de SI interacción está dada por

$$P_{int} = 1 - \exp(-\mu l), \quad (4.2)$$

siendo l la longitud del detector.

Una vez se obtiene la probabilidad de interacción (ecuación 4.2), por el método de Monte Carlo se determina si el fotón interactúa o no en el detector.

B. Tipo de interacción

En caso de que el fotón interactue, otro paso de Monte Carlo decide qué tipo de interacción se lleva a cabo de acuerdo con sus probabilidades relativas, es decir:

$$P_{foto} = \frac{\sigma_{foto}}{\sigma_{foto} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pares}} \quad (4.3a)$$

$$P_{Compton} = \frac{\sigma_{Compton}}{\sigma_{foto} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pares}} \quad (4.3b)$$

$$P_{pares} = \frac{\sigma_{pares}}{\sigma_{foto} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pares}} \quad (4.3c)$$

dependiendo del proceso seleccionado por el paso de Monte Carlo se procede de la siguiente manera en cada uno de los casos.

1. Efecto Fotoeléctrico

Si el fotón sufre efecto fotoeléctrico, toda su energía es depositada en el detector y su cuenta será sumada al canal correspondiente a la energía del fotopico.

2. Producción de Pares

Si se produce un par dentro del detector, se asume que el positrón creado se aniquila inmediatamente dentro del detector produciendo dos rayos de 511 keV que sufren el proceso de detección de manera similar que los fotones que vienen de fuera del detector salvo que la probabilidad de interacción esta dada por:

$$P_{int} = 1 - \exp(-\mu l q), \quad 0 < q < 1; \quad (4.4)$$

donde q es un número aleatorio en el intervalo (0,1) que lo que pretende es dar cuenta del hecho de que en realidad el fotón que se crea dentro del detector no necesariamente tiene toda la longitud del detector frente a él sino que puede tener muy poco o nada de longitud para interactuar.

3. Efecto Compton

Por otro lado si el fotón sufre efecto Compton, sólo una parte de la energía es depositada en el detector; la decisión de qué tanta energía se entrega al detector la hace un paso de Monte Carlo usando la distribución (2.7).

Si el fotón sufre efecto Compton, sigue dentro del detector con una nueva energía y tiene aún probabilidades de interactuar con él; se calculan para esta nueva energía las secciones eficaces de la ecuación 2.1 para calcular la probabilidad de interacción (4.4) y no

la (4.2) por los mismos motivos que fueron dados para los rayos de 511 keV producidos de la aniquilación positrónica que ocurre posteriormente a la creación de un par.

Dicho fotón que ya sufrió efecto Compton puede incluso volver a interactuar por varios efectos Compton, pero si dicho fotón sufre en algún momento efecto fotoeléctrico quiere decir que al final de todos los procesos terminó depositando completamente su energía en el detector y por lo tanto será una cuenta en el fotopico correspondiente a esa energía. Si el fotón hace uno o varios efectos Compton y escapa quiere decir que ha depositado parte de su energía en el detector según lo siguiente:

$$E_{det} = \sum_i T_{e_i} \quad (4.5)$$

con cada T_e , calculado según la ecuación (2.5b)

4. Resolución del Detector

Hasta ahora se ha simulado un detector ideal, en el cual las cuentas del fotopico están en un solo canal, pero todo detector real tiene una resolución que depende de la energía, es decir que el fotopico de un haz monoenergético va a ser medido no con un solo valor de energía sino que va a seguir una distribución Gaussiana, cuyo FWHM (ancho completo a la mitad de la altura máxima por sus siglas en inglés) tiene la siguiente dependencia

con la energía:

$$FWHM(E) = b_0 + b_1\sqrt{E} \quad (4.6)$$

y los valores de b_0 y b_1 son característicos de cada tipo de detector. En el Cuadro I se muestran los valores usados en la simulación que son tomados de una calibración de un detector real, y en la Figura 10 se puede ver la respuesta de un detector de NaI con una longitud de 4 cm para dos haces monoenergéticos de igual intensidad pero distintas energías. Se puede ver la forma explícita del fondo Compton dada por la ecuación (2.7) solo que su final en el borde Compton no es tan abrupta. La suavidad se debe a la posibilidad de algunos fotones de hacer más de un efecto Compton y luego abandonar el detector depositando aún mas de la energía máxima posible con un solo efecto compton (ecuación (2.8))

Parametro	Ge	NaI
b_0	0.648	-7.62
b_1	0.0318	2.51
$\rho[g/cm^3]$	5.323	3.67

Cuadro I: Parametros del FWHM usados para los detectores simulados.

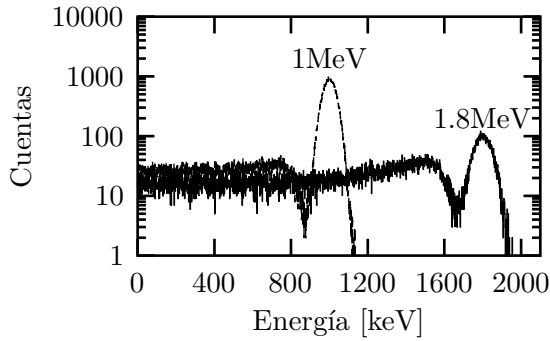
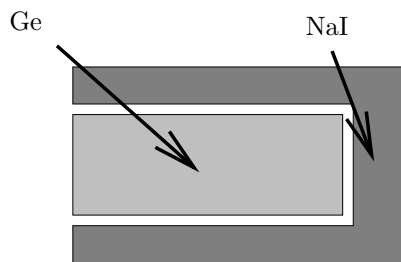


Figura 10: Respuesta de un detector de NaI simulado, nótese la forma del fondo Compton y el FWHM de los fotopicos.

C. Geometría del Arreglo de Detectores Simulado

Para la detección de los eventos nova, se ha simulado un arreglo de detectores gamma. El sistema consta de un detector de Germanio Hiperpuro (Ge) de 7cm de longitud con un recubrimiento de Yoduro de Sodio (NaI) de 3 cm como se muestra en la figura 11 para eliminar coincidencias como se explicará a continuación.



SISTEMA DE DETECTORES GAMMA

Figura 11: Esquema del corte transversal del arreglo de detectores simulado

1. Supresión de Coincidencias

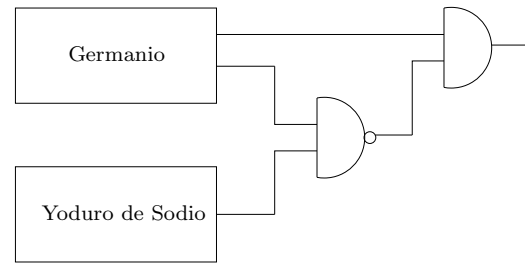


Figura 12: Cuando el detector de NaI detecta al mismo tiempo una señal que el Ge la señal es suprimida.

El fondo Compton propio del detector no nos da ningún tipo de información acerca del evento que está siendo detectado, pero es realmente difícil de eliminar, gracias a la geometría del arreglo simulado (figura 11) los fotones que escapan del detector de Ge; aquellos que sólo dejan parte de su energía en el detector y por ende son los responsables del fondo Compton, pueden ser detectados en el detector de NaI que recubre al detector principal.

La razón para usar este tipo de detectores es que el Ge tiene en resolución mucho mejor que el NaI, pero el NaI tiene la ventaja de tener una probabilidad de interacción mucho mayor que la del Ge, haciéndolo muy bueno para nuestros propósitos.

Si encontramos que la señal que escapa del detector principal es igual a la que llega al segundo detector suprimimos dicha señal y entonces no ayuda a formar el fondo Compton;

quedando la forma del espectro un poco más fiel al espectro original.

V. SIMULACIÓN DEL EVENTO NOVA

A. Evento Nova

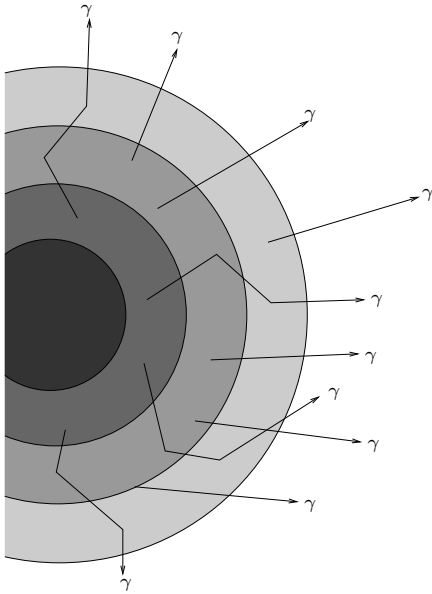


Figura 13: Diagrama esquemático de la expansión de la capa eyectada notando que la densidad del medio disminuye a medida que el tiempo aumenta.

El objetivo del presente trabajo es ver la evolución del espectro a medida que avanza el tiempo desde el momento de la explosión termonuclear y no la simulación del proceso nucleosintético involucrado en la acreción sobre la superficie de la enana blanca de materia rica en hidrógeno y helio proveniente de la supergigante roja. Existen simulaciones con

códigos hidrodinámicos ya desarrollados[11] que pretenden solucionar el problema completo pero en realidad no son del todo exitosos, ya que si logran simular ciertos aspectos de la nova, existen otros que no se ajustan para nada a las observaciones.

Para los propósitos del presente trabajo partimos de un escenario en el cual la enana blanca ya ha acretado la masa y la explosión está por comenzar.

Los factores importantes de la simulación son los elementos encontrados en la capa de material que va a ser eyectada en la explosión y la velocidad de avance de la masa eyectada (ver cuadro II)[12–14]. Una vez se tienen los elementos que componen la capa podemos hacer los cálculos de lo que ocurre con un fotón atravesando dicha materia. Los datos de las secciones eficaces para los distintos procesos posibles a estas energías se obtienen de la base de datos del NIST[4] y se procede a calcular la sección eficaz total para cada tipo de interacción de la siguiente manera:

$$\sigma_{total} = \sum_i X_i \sigma_i \quad (5.1)$$

donde X_i significa la abundancia del i -ésimo elemento presente en la capa de material; dichas abundancias deben cumplir la siguiente condición:

$$1 = \sum_i X_i \quad (5.2)$$

El mismo procedimiento se hace para las sec-

ciones eficaces κ y τ (ver ecuación 2.1) de manera que podamos calcular el coeficiente de atenuación y ya con este valor podemos calcular la probabilidad de interacción según la ecuación (4.4). La razón para no usar la ecuación (4.2) es dar cuenta de que la emisión de los fotones ya sea por decaimiento gamma de alguno de los elementos o de la aniquilación positrónica se puede dar en cualquier lugar de la capa de material que se está eyectando. Obviamente la longitud que deben atravesar los fotones evoluciona con el tiempo a medida que la masa avanza debido a la explosión.

Una vez tenemos la probabilidad de interacción, un paso de Monte Carlo decide si el fotón interactúa o no con la masa. En caso de interactuar, de nuevo Monte Carlo es el indicado para seleccionar el tipo de interacción de acuerdo a las probabilidades relativas de los distintos efectos (ecs. 4.3)

1. Efecto Fotoeléctrico

Si la interacción resultante del paso de Monte Carlo es el efecto fotoeléctrico, el fotón es totalmente absorbido y por ende no hará parte del espectro de emisión de la nova.

Tipo	CO	ONe
$V_{eyec}(\text{km/s})$	2000	3000
$M_{eyec}(M_{\odot})$	9.44×10^{-5}	9.44×10^{-5}
Abundancias		
H	0.47	0.044
He	0.23	0.10
C	0.073	0.050
N	0.14	0.19
Ne	0.0040	0.56
O	0.083	0.037

Cuadro II: Parámetros de la Novas PW Vul 1984 y V1370 Aql 1982[13] que corresponden a novas tipo CO y ONe respectivamente[11].

2. Efecto Compton

El efecto Compton que sufren los fotones con la masa eyectada, tiene un tratamiento muy similar al del efecto Compton en el detector, con la diferencia que en el detector se le sigue la pista a los electrones y no a los fotones. La Figura 14 muestra las intensidades relativas de los fotones después de sufrir un efecto Compton. Para elegir cuál es la energía con la que queda el fotón se hace de nuevo un paso de Monte Carlo.

3. Creación de Pares

En el caso de que la interacción resultante sea la creación de pares se desprecia lo que ocurra con el electrón y al positrón se le sigue

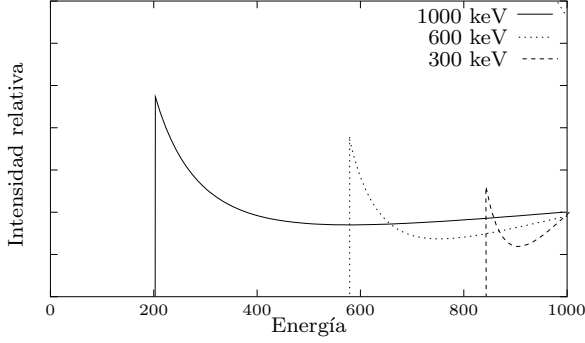


Figura 14: Intensidad relativa de la energía de los fotones después de una dispersión Compton para distintas energías iniciales.

la pista según su posibilidad de aniquilación que es explicada a continuación.

B. Aniquilación Positrónica

La pérdida de energía de los positrones se trata tal como si se tratara de electrones[15]. Su pérdida de energía por unidad de camino recorrido se puede expresar de la siguiente manera:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi n_e \frac{e^4}{mv^2} \ln B \quad (5.3)$$

donde n_e es la densidad electrónica, v es la velocidad del positrón, y B es la razón del máximo parámetro de impacto y la distancia de máximo acercamiento. Con esta expresión se puede calcular la probabilidad de aniquilación desde una energía inicial E_0 hasta que se termaliza a una energía E_t :

$$P(E_0) = \int_{E_0}^{E_t} n_e \sigma_a(E) \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (5.4)$$

donde se usa para la sección eficaz de aniquilación una que asume la aproximación de Born y el resultado es que sólo del orden del 1% [7] de los positrones emitidos por elementos como el ^{13}N y el ^{18}F son termalizados.

Se asume que el 90% de los positrones termalizados forman positronio a una razón de 3:1 para el estado triplete y singlete respectivamente, mientras que el otro 10% es aniquilado directamente, es decir en solo dos fotones. Por Monte Carlo se deciden las energías de los fotones para la aniquilación de los positrones que forman estado triplete. La única condición es que la suma de los tres fotones debe ser 1022 keV.

VI. RESULTADOS

El proceso de detección de un evento altera el espectro original como se puede ver en la Figuras 15 y 20. Se puede distinguir claramente una combinación del fondo Compton producido propiamente por el detector (Figura 4) y del producido directamente en la nova por cada línea con la masa que está siendo eyectada (Figura 14). Haciendo las equivalencias se nota que alrededor de los 170 keV se encuentra el pico de la contribución de la atmósfera por efecto Compton con los fotones de 511 keV y alrededor de los 340 keV la del detector. En la Figura 18 se ve más claro que cada línea contribuye con su fondo Compton.

Esta es la razón para que se vean dos picos cerca de los 150 keV, uno es de la aniquilación y la otra es producida por el ^{22}Na , por eso no se ven dos picos en esa región en los espectros de emisión de la nova tipo CO ya que ella es carente de Na. La emisión de la nova

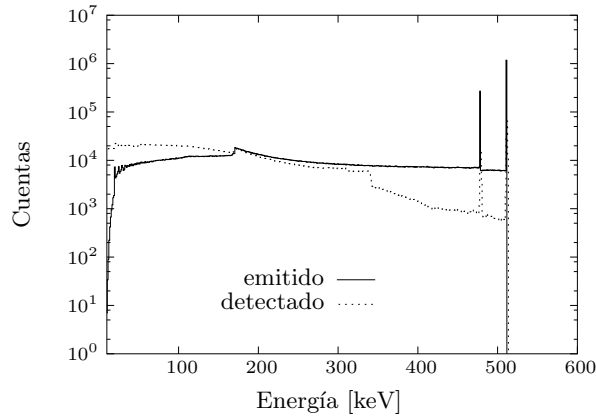


Figura 15: Espectro emitido y detectado de la nova a las 12h después del máximo de luminosidad

evoluciona con el tiempo a medida que la atmósfera se va expandiendo y va siendo cada vez más transparente a los rayos. La Figura 16 muestra que el fondo Compton se extingue con el tiempo, pero nunca desaparece. Los emisores β^+ (^{13}N y el ^{18}F) tienen tiempo de vida muy corto y la aniquilación positrónica ya no participa en la formación del espectro de emisión. Todo se debe a la línea de los 478 keV del ^7Be y su Comptomización. El espectro de emisión que es detectado, con el tiempo claramente pierde sus características propias. Es decir que con el tiempo las características que se ven en el espectro son las

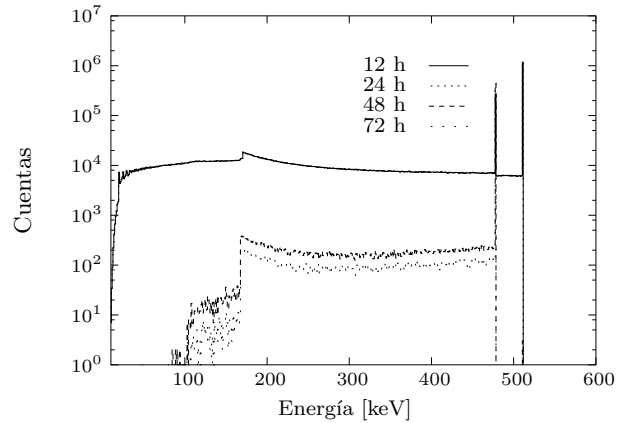


Figura 16: Evolución temporal del espectro de emisión de la nova de CO.

propias del detector y no las del proceso nova. La situación de la evolución del espectro de

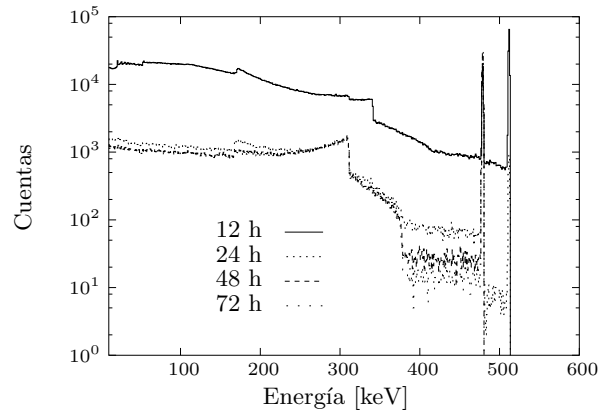


Figura 17: Evolución temporal del espectro de emisión de la nova de CO que es detectado con el arreglo de detectores simulado.

emisión de la nova tipo Oe y su respectiva detección es completamente análogo en el caso de la nova tipo CO. La línea del ^{22}Na permanece prácticamente constante y con una leve presencia de la línea del ^7Be en el espectro de emisión, pero que al ser detectada se pierde porque es del mismo orden del fondo

Compton como se ve en la Figura 20. La razón para que se pierda es el uso de un detector de Ge que aunque tiene mejor resolución, interactúa con mucho menos fotones que otro tipo de detectores como por ejemplo uno de NaI. Las características de la línea de aniquilación positrónica son similares que las de la nova tipo CO ya que son producidas por los mismos elementos. Es decir se pierden muy rápidamente a medida que avanza el tiempo.

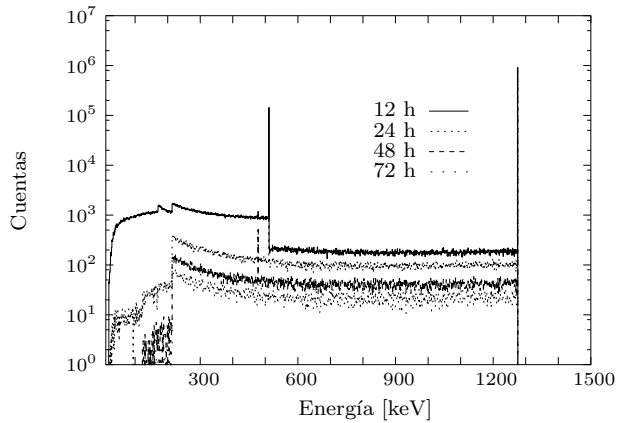


Figura 18: Evolución temporal del espectro de emisión de la nova de ONe.

De los resultados obtenidos se puede ver que las características del evento nova, es decir la emisión por aniquilación positrónica junto con la presencia de la línea del ${}^7\text{Be}$ y del ${}^{22}\text{Na}$ varía muy rápidamente y como es incluso antes del máximo de luminiscencia, su

observación experimental resulta muy difícil.

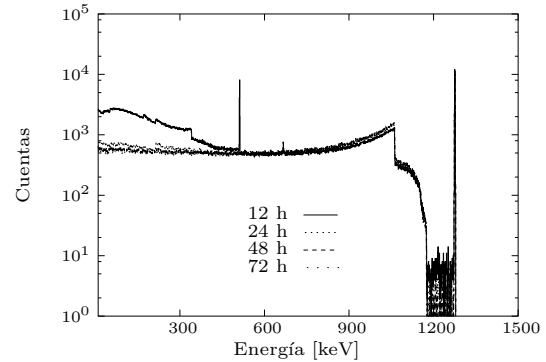


Figura 19: Evolución temporal del espectro de emisión de la nova de ONe que es detectado con el arreglo de detectores simulado.

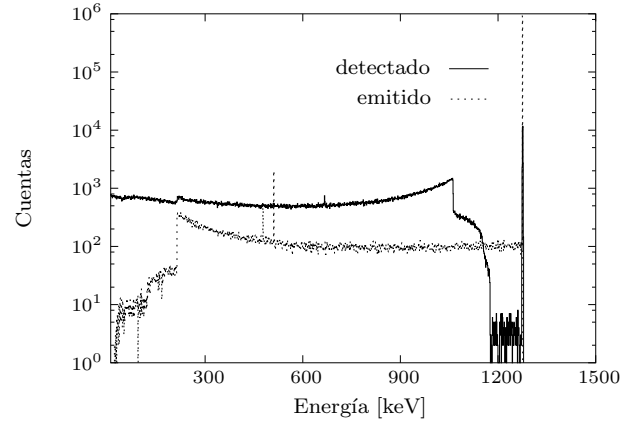


Figura 20: En la detección del espectro de la nova tipo ONe los picos de aniquilación y del ${}^7\text{Be}$ se pierden por ser del orden del fondo Compton producido por los fotones de energías mayores.

[1] G.S. Kutter and Warren M. Sparks. Studies of hydrodynamics events in stellar evolution. *ApJ*, 175:407–415, 1972.

[2] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, chapter 2. Springer-Verlag, second Revised edition,

- 1994.
- [3] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 2. Wiley, third edition, 2000.
- [4] National Institute of Standards and Technology. Photon Cross Sections Database. <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
- [5] J. Gómez-Gomar M. Hernanz and J. José. The prompt gamma-ray emission of novae. *New. Astron. Rev.*, 46:559–563, 2002.
- [6] Donald D. Clayton and Fred Hoyle. Gamma-ray lines from novae. *ApJ*, 187:L101–L103, 1974.
- [7] Mark D. Leising and Donald D. Clayton. Positron annihilation gamma rays from novae. *ApJ*, 323:159–169, 1987.
- [8] Donald D. Clayton. ${}^7\text{Li}$ gamma-ray lines from novae. *ApJ*, 244:L97–L98, 1981.
- [9] Edward L. Chupp Mark D. Leising, Gerald H. Share and Gottfried Kanbach. Gamma-ray limits on ${}^{22}\text{Na}$ production in novae. *ApJ*, 328:755–762, 1988.
- [10] J.S. Gallagher and S. Starrfield. Theory and Observations of Classical Novae. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 16:171–214, 1978.
- [11] Jordi José and Margarita Hernanz. Nucleosynthesis in classical novae: CO versus ONe white dwarfs. *ApJ*, 494:680–690, 1998.
- [12] Attay Kovietz and Dina Prialnik. The composition of nova ejecta from multicycle evolutions models. *ApJ*, 477:356–367, 1997.
- [13] Mario Livio and James W. Truran. On the interpretation and implications of nova abundances: and abundance of richies or an overabundance of enrichments. *ApJ*, 425:797–801, 1994.
- [14] G. Siegfried Kutter and Warren M. Sparks. Radial accretion of H-rich material onto a He white dwarf. *ApJ*, 239:988–998, 1980.
- [15] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, chapter 13. Wiley, second edition, 1975.