

DOS MODELOS PARA EL EFECTO FOTONUCLEAR

J. S. Levinger

Louisiana State University, Baton Rouge, Louisiana, U. S. A.

(Recibido: Octubre 5, 1956)

RESUMEN

Tanto el modelo colectivo de Migdal-Jensen como el modelo de capas de Wilkinson están en razonable concordancia con los experimentos de efecto fotonuclear concernientes a la sección integrada, energía de resonancia y anchura de resonancia. Discutiremos las posibles razones para la semejanza de predicciones entre estos dos modelos diferentes. Los experimentos con emisión de nucleones rápidos muestran que el estado excitado alcanzado por la absorción dipolar eléctrica del fotón, posee una amplitud que contiene un gran número de funciones de onda que representan excitación de una sola partícula.

Discutiremos brevemente la aplicación del modelo colectivo de dos fluidos¹ y el modelo de capas² a cálculos de transiciones de dipolo eléctrico a energías moderadas en el efecto fotonuclear. Estamos particularmente interesados en encontrar qué propie-

dades del efecto fotonuclear son independientes o insensibles al modelo empleado. También discutiremos las relaciones entre los dos modelos. Es claro que cada modelo representa una aproximación extrema, y que el siguiente paso en los cálculos del efecto fotonuclear debe envolver características combinadas de estos modelos, y quizá también incluir efectos de correlación dinámica entre dos cuerpos, los cuales son de importancia para el efecto fotonuclear a altas energías³.

Los experimentos de efecto fotonuclear muestran que la absorción de fotones ocurre principalmente en un pico de anchura Γ de alrededor de 5 Mev, con energía máxima E_m de alrededor de 15 Mev. Aunque los trabajos anteriores⁴ daban E_m proporcional a $A^{-0.2}$ las medidas recientes de la dispersión elástica de fotones⁵ dan E_m proporcional a $A^{-1/3}$. La anchura es particularmente pequeña para números mágicos de neutrones o protones. La sección integrada $\sigma_{int} = \int \sigma dW$ es alrededor de $0.02 A$ Mev-barns, en concordancia con la regla de suma para dipolo eléctrico, con un crecimiento debido a fuerzas de intercambio protón-neutrón⁶. Las principales características de los productos de desintegración fotonuclear están en concordancia con los cálculos basados en la desintegración de un núcleo compuesto; pero un pequeño porcentaje de los nucleones son emitidos con una energía mayor y una distribución angular diferente de lo predicho por el modelo del núcleo compuesto. A altas energías, del orden de 100 Mev, las coincidencias y correlaciones angulares entre protones y neutrones de altas energías están en razonable concordancia con las predicciones del modelo del cuasi-deuterón³.

El modelo colectivo supone que el campo eléctrico produce una oscilación del fluido de protones contra el fluido de neutrones, con fuerza de restitución suministrada por la densidad de energía de simetría. Jensen¹ ha calculado la energía de resonancia E_m a partir de la energía de simetría de la velocidad de fase para las ondas de movimiento relativo de los dos fluidos y, a partir de las condiciones a la frontera, la longitud de onda en resonancia para esta vibración de dos fluidos. Encuentra $E_m \sim A^{-1/3}$, con un coeficiente un poco menor que el valor experimental. El modelo de Jensen da una intensidad de osciladores total $\mu_0 = \sum_n f_{on} = \frac{NZ}{A}$, o una sección integrada de alrededor de $0.015 A$ Mev-barns, siendo este el mismo resultado para todos los modelos clásicos⁶.

El resultado de Jensen para E_m ha sido derivado, como sabemos recientemente, por Migdal a partir de un cálculo de regla de suma. La susceptibilidad eléctrica ϵ para un campo eléctrico constante⁸ es proporcional a $\mu_{-2} = \sum_n f_{on} / (E_n - E_0)^2$, donde f_{on} es la intensidad de osciladores para una transición de dipolo eléctrico a un estado de energía $E_n - E_0$ sobre el estado base. La energía media W_{-2} para absorción de protones está dada por $W_{-2} = (\mu_0 / \mu_{-2})^{1/2}$. Migdal ha calculado la susceptibilidad eléctrica partiendo de un tratamiento clásico simple para la densidad de energía de simetría dando $\epsilon = R^2 A e^2 / 40K$ para un núcleo de radio R , donde $K(N-Z)^2$ es la energía de simetría de Weizsäcker. Sin embargo, al calcular la energía media W_{-2} ha cometido un error al tomar la intensidad de osciladores total μ_0 como Z , en vez del valor clásico correcto NZ/A para excitación interna. (La intensidad de osciladores restante Z^2/A aparece en el proceso de dispersión nuclear de Thomson.) Si ponemos $\mu_0 = NZ/A$ en la fórmula de Migdal, obtendremos esencialmente el resultado de Jensen para la energía de resonancia $E_m = (40 NZ \hbar^2 K / A^2 M R^2)^{1/2}$. (Jensen da $(34.6 NZ \hbar^2 K / A^2 M R^2)^{1/2}$). El trabajo de Migdal es de gran importancia por tres razones:

1. Es el más antiguo cálculo de E_m , y el único cálculo dado como predicción, puesto que los primeros valores experimentales de E_m aparecieron hasta 1948.
2. Obtiene el resultado de Jensen pero con menos hipótesis que las necesarias para un modelo detallado. Si efectuamos un cálculo con modelo de capas de la densidad de energía de simetría, debemos obtener el resultado de Jensen para E_m sin ninguna hipótesis de movimientos colectivos a esta energía de excitación.
3. Nos permite incrementar E_m , incrementando μ_0 por el efecto de fuerzas de intercambio neutrón-protón⁶, obteniendo así mejor concordancia con los valores experimentales.

El modelo colectivo de Jensen ha sido extendido recientemente por Wildermuth⁹ y por Okamoto¹⁰ y Danos¹¹ para obtener mejores resultados para μ_0 y E_m que los derivados por las reglas de suma de Migdal usando solamente propie-

dades del estado base nuclear. Wildermuth ha calculado la anchura obteniendo alrededor de 6 Mev a partir del tiempo medio para que uno de los protones en el flujo de protones sea dispersado por uno de los neutrones en el flujo de neutrones. (Su modelo es semejante al usado por Lane y Wandel en el cálculo de la opacidad del potencial de la bola de cristal empañada). Okamoto y Danos han explicado independientemente los altos valores de la anchura lejos de los números mágicos como debidos a la deformación del núcleo de una esfera a un elipsoide. La única resonancia a energía proporcional a $1/R$ para una esfera de radio R está, para un sistema no polarizado de elipsoides con radios R_1 y R_2 , separada en dos resonancias a energías proporcionales a $1/R_1$ y $1/R_2$. Tomando la anchura para un núcleo esférico como 2 o 3 Mev, o alrededor de la mitad de la calculada por Wildermuth, encuentran que las deformaciones en concordancia con el modelo de Bohr y Mottelson dan razonable concordancia con los resultados experimentales para la anchura aumentada para absorción de protones por un núcleo no esférico.

Como fué mostrado primeramente por Burkhardt¹³, el modelo de capas da una sección con un agudo pico para el efecto fotonuclear, pero la energía de resonancia es baja: 9 Mev para Cu, en vez del valor experimental de 18 Mev. Wilkinson y otros han discutido las maneras de incrementar el valor calculado de E_m . La mejor proposición es la de suponer una dependencia de la velocidad en el potencial del modelo de capas. Cálculos de reglas de suma¹⁴ muestran que $\mu_{-1} = \sum_m f_{on} / (E_n - E_0)$ calculada usando funciones de onda para el modelo de capas, para un radio nuclear de $1.2 A^{1/3}$ fermis, está en razonable concordancia con los datos experimentales para la sección con peso estadístico para el Bremsstrahlung $\sigma_b = \int (\sigma/W) dW$. Aunque las funciones de onda del modelo de capas dan un valor razonable para σ_b , implican también un valor bajo para μ_0 ; así un potencial para el modelo de capas, independiente de la velocidad da siempre el valor clásico $\mu_0 = NZ/A$. Se puede obtener una buena aproximación usando el potencial de modelo de capas dependiente de la velocidad de Van Vleck¹⁵, el cual incrementa los valores calculados tanto para μ_0 y E_m . El valor de Van Vleck para μ_0 es cercano, pero no en concordancia exacta¹⁶, al calculado usando la fuerza de intercambio neutrón-protón⁶.

La anchura para la resonancia gigante de dipolo ha sido calculada por

Wilkinson². Para un núcleo de capas cerradas (doblemente mágico) Γ está determinada por la vida media del estado excitado, la cual consiste de un solo nucleón con una energía positiva de algunos 5 Mev. Wilkinson encuentra esta vida media a partir del análisis de la dispersión de nucleones usando el modelo de la bola de cristal empañado; como una alternativa se puede utilizar el cálculo de Lane-Wandel¹² para la opacidad. El valor de 2 o 3 Mev está en razonable concordancia con el experimento. Wilkinson explica el alto valor de Γ cerca de las capas cerradas como debido a un gran rompimiento de niveles para diferentes arreglos de muchos nucleones en la misma configuración.

Wilkinson también ha hecho cálculos detallados tanto para el número de nucleones rápidos emitidos como para su distribución de energías y ángulos. En su modelo, un solo nucleón absorbe toda la energía del fotón, pero este nucleón está en la mayor parte de los casos en un estado de momento angular orbital alto, tomando por tanto un tiempo largo para escapar del núcleo, intervalo de tiempo semejante al empleado en efectuar una colisión con otro nucleón. La absorción por la opacidad del potencial origina usualmente un núcleo compuesto el cual entonces se desintegra del modo usual. Los cálculos detallados de Wilkinson están en sorprendente buena concordancia con el experimento.

Hemos encontrado que el modelo colectivo y el modelo de capas dan resultados casi idénticos para la sección integrada fotonuclear y semejantes resultados para la energía de resonancias E_m y para la anchura. El modelo de capas da predicciones detalladas respecto de las propiedades de los nucleones rápidos emitidos, mientras que el modelo colectivo implica que estos nucleones rápidos no deben ser emitidos. Uno debe preguntarse si la concordancia entre los modelos colectivos y de capas respecto de la E_m y Γ es solo coincidencia, o si hay una semejanza real entre estos dos modelos contradictorios. La estrecha concordancia entre los cálculos de σ_{int} para los dos modelos es meramente un ejemplo del teorema que ésta cantidad física es insensible al modelo usado; para un modelo clásico σ_{int} es en realidad independiente del modelo usado.

Respecto de qué modelo es considerado como mejor aproximación a la realidad física, el modelo colectivo y el modelo de capas son totalmente diferentes, pues

hacen muy diferentes hipótesis concernientes al movimiento de los nucleones: un estado nuclear excitado en el cual todos los neutrones se mueven en una dirección y todos los protones se mueven en la otra, es un estado diferente de un estado excitado en el cual solamente un nucleón se mueve permaneciendo los otros en reposo. Sin embargo podemos dar una explicación parcial a la semejanza de los resultados para la energía de resonancia E_m en los dos modelos. Esta se basa en que podemos construir un modelo parcialmente colectivo por combinaciones lineales de muchos estados diferentes del modelo de capas con la misma energía, o de muy cercanas energías. (Para un modelo de capas con potencial de oscilador armónico simple, la degeneración es exacta; pero los niveles permanecen casi degenerados para un pozo cuadrado finito, incluyendo acoplamiento spin-órbita^{2, 13}). Una combinación lineal apropiada de estos niveles degenerados corresponderá a un estado nuclear en el cual todos los neutrones de la capa mas alta acupada, se muevan colectivamente contra todos los protones de la capa mas alta, esto es alrededor de la mitad de los nucleones están en movimiento. Así los dos estados nucleares excitados diferentes (modelo de capas para la excitación de una sola partícula y excitación colectiva para muchas partículas), tendran la misma energía de excitación E_m . (La concordancia en E_m no responde la pregunta de cuando el estado excitado por absorción de un fotón particular puede estar bien representado por la combinación lineal de niveles del modelo de capas que representan un movimiento colectivo, o cuando por otro lado pueda estar bien representado por una función de onda para excitación de una sola partícula). Sin embargo, este movimiento colectivo no contiene las partículas en capas cerradas internas como en el caso del movimiento colectivo de Jensen. Puede haber acoplamiento entre el movimiento parcialmente colectivo discutido antes y los nucleones en las capas cerradas internas, excitando así el movimiento colectivo de Jensen; pero este mecanismo cae fuera del modelo simple de un movimiento parcialmente colectivo como el discutido en este artículo.

Podemos también dar una explicación parcial a la concordancia aproximada entre los calculos de la anchura Γ para los modelos de capas y colectivo. En el cálculo de Lane-Wandel de la parte imaginaria del potencial de la bola de cristal empañado, la opacidad varía rápidamente con la diferencia entre la energía del nucleón y la energía nuclear de Fermi. En el cálculo de Wildermuth, basado en el

modelo colectivo, todos los nucleones están en movimiento, aparentemente permitiendo muchas más posibilidades para una colisión neutrón-protón que en el caso de la excitación de un solo nucleón. Sin embargo cualquier nucleón dado tiene una posibilidad grandemente reducida para efectuar una colisión, debido a la reducción, por un factor A , de la energía de excitación del nucleón. Estas dos diferencias entre la vida media para excitación de un solo nucleón y la del movimiento colectivo tienden a cancelarse, pero no se cancelan exactamente y así el valor de Wilkinson (Lane-Wandel) de 3 Mev para núcleos con capas cerradas, es apreciablemente diferente del valor de 6 Mev de Wildermuth.

El valor incrementado de Γ con deformación nuclear aumentada es explicado simple y directamente en el modelo colectivo, pero solamente de un modo cualitativo en el modelo de capas de Wilkinson. Un tratamiento más detallado, basado en un pozo de potencial elíptico¹⁷ podría hacer posible una comparación detallada entre los dos modelos en discusión.

Como antes se ha establecido, los dos modelos originan muy diferentes funciones de onda para el estado nuclear excitado alcanzado por la absorción de un fotón particular. El modo más directo que conocemos para analizar esta función de onda es por la observación e interpretación de la emisión de nucleones rápidos que sigue a la absorción del fotón. En esto el modelo de Wilkinson concuerda bien con los resultados experimentales relativos al número de nucleones rápidos emitidos, así como a su distribución angular. Notemos que la emisión de solamente un pequeño porcentaje de nucleones rápidos, es consistente con la excitación COMPLETA de una sola partícula, supuesto que seguimos el cálculo de emisión por resonancia directa de Wilkinson. La emisión de la mitad de los nucleones rápidos calculada por Wilkinson debe indicar que alrededor de la mitad del tiempo, se alcanza un estado puro de una sola partícula por la absorción del fotón y que la otra del tiempo, se alcanza un estado de excitación colectiva. (Aquí queremos decir: el modelo simplificado consistente en escribir la función de onda del estado nuclear excitado como una combinación lineal de funciones de onda de Wilkinson y de Jensen). Esta mezcla, en partes iguales, es probablemente consistente con los experimentos presentes, considerando la imprecisión en los experimentos y en el cálculo de Wilkinson

de los parámetros de la probabilidad de escape de los nucleones. Pero los experimentos muestran definitivamente que hay una mezcla apreciable de estados de Wilkinson de excitación de una sola partícula con estados de movimiento colectivo de Jensen,

El presente trabajo pudo realizarse por el apoyo prestado por el Louisiana State University Council on Research, y por la Universidad Nacional Autónoma de México. Estoy muy agradecido por la hospitalidad que me presto la U. N. A. M., durante los meses de Julio y Agosto de 1956, y a mis colegas en dicha Universidad, particularmente al Prof. R. E. Peierls, por sus discusiones sobre estos problemas.

REFERENCIAS

1. J. H. D. Jensen y H. Steinwedel, *Zeits. f. Naturforschung*, 5a 413 (1950).
2. D. H. Wilkinson, *Proceedings of the 1954 Glasgow Conference*, Pergamon, Press (1954) p. 161; trabajo preparado para publicación 1956.
3. J. S. Levinger, *Phys.Rev.* 84, 43 (1951); Y. K. Khokhlov, *Akad. Nauk USSR* 23, 241 (1952). M. Q. Barton y J. H. Smith, *Phys.Rev.* 95, 573 (1954); Odian, Stein, Wattenberg, Feld y Weinstein *Phys.Rev.* 102, 837 (1956).
4. Montalbetti, Katz, y Goldemberg, *Phys.Rev.* 91, 659 (1953); R. Nathans y J. Halpern, *Phys.Rev.* 93, 437 (1953).
5. E. G. Fuller y E. Hayward, *Phys.Rev.* 101, 692 (1956).
6. E. Feenberg, *Phys.Rev.* 49, 328 (1936); J. S. Levinger y H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 78, 115 (1950); J. S. Levinger, *Ann.Revs. Nuclear Science* 4, 13 (1954).
7. A. Migdal, *Jl. Expt. Th. Phys. USSR.*, 15, 81 (1945).
8. N. F. Mott y I. N. Sneddon, *Wave Mechanics and its Applications*. Oxford Univ. Press (1948).

9. K. Wildermuth, *Zeits. f. Naturforschung*, **10a**, 447 (1955).
10. K. Okamoto, *Prog.Theor. Phys.* **15**, 75 (1956).
11. M. Danos, *Bull.Amer.Phys.Soc.* **1**, 135 (1956).
12. A. M. Lane y C. F. Wandel, *Phys.Rev.* **98**, 1524 (1955).
13. J. L. Burkhardt, *Phys.Rev.* **91**, 420 (1953).
14. J. S. Levinger y D. C. Kent, *Phys.Rev.* **95**, 418 (1954)., J. S. Levinger, *Phys. Rev.* **97**, 1122 (1955); Y. K. Khokhlov, *Dokl. Nauk USSR*, **97**, 239 (1954).
15. J. A. Van Vleck, *Phys.Rev.* **48**, 367 (1935).
16. Levinger, Austern, y Morrison, manuscrito en preparación.
17. K. Gottfried, *Phys.Rev.* **103**, 1017 (1956).

Esta página está
intencionalmente en blanco