

# El potencial óptico nuclear para sistemas de iones complejos ligeros a partir de la dispersión elástica\*

María Ester Brandan

Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México,

Apartado postal 20-364, México 01000 D.F., México

(Recibido el 17 de marzo de 1989; aceptado el 18 de mayo de 1989)

**Resumen.** Se ha realizado un análisis global de datos de dispersión elástica para los sistemas  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  a energías entre 10 y 94 MeV/nucleón, dentro del formalismo del modelo óptico, encontrándose resultados no ambiguos para las partes real e imaginaria del potencial nuclear. Los potenciales deben ser fuertemente atractivos, débilmente absorbentes y dependientes de la energía. Cálculos de doble convolución a partir de la interacción efectiva DDM3Y describen los datos sin necesidad de renormalización. Estos resultados se han extendido a energías más bajas en el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , encontrando que el mismo tipo de potenciales describe de manera satisfactoria la estructura gruesa observada en la función de excitación. Las integrales de volumen del potencial son consistentes con predicciones de las relaciones de dispersión.

PACS: 25.70.Cd; 24.10.Ht

## 1. Introducción

La interacción de dos núcleos complejos (o pesados, esto es con más de 4 nucleones) es un problema complicado de muchos cuerpos. El modelo óptico intenta reemplazar este problema por uno mucho más sencillo: el de dos cuerpos sin estructura que interactúan a través de un potencial  $U$ . En general, se supone que  $U$  depende sólo de la distancia  $r$  entre los centros de masa de los núcleos, es decir,  $U = U(r)$ . Si es posible que en el sistema ocurran interacciones no elásticas, habrá pérdida de flujo en el canal elástico y  $U(r)$  debe ser complejo. Este potencial óptico complejo se expresa como la suma de una parte real, que representa la fuerza de interacción entre los núcleos (coulombiana y nuclear), más una parte imaginaria, que representa la absorción del flujo inicial debido a los procesos no elásticos que sacan al sistema del canal elástico. Entonces, se tiene que

$$U(r) = V_c(r) + V(r) + iW(r),$$

donde  $V_c(r)$  es el potencial coulombiano entre las distribuciones de carga de los núcleos (se considera el potencial entre dos esferas uniformemente cargadas),  $V(r)$

\*Presentado en Sesión Plenaria durante el XXXI Congreso Nacional de Física, Monterrey, Nuevo León, Octubre 1988.

y  $W(r)$  son la parte real e imaginaria del potencial nuclear. Las características de este potencial nuclear, tanto su magnitud como su geometría, es lo que se desea conocer a partir de medidas experimentales, en particular, de los datos de dispersión elástica.

## 2. Dispersión elástica de iones pesados: características generales

Los primeros experimentos de dispersión elástica con iones pesados, que datan de hace 20 años, indicaron que estos sistemas se caracterizaban por una fuerte absorción. Aquellas trayectorias que implican un gran traslape entre las dos distribuciones de materia nuclear conducen al sistema a algún canal de reacción y no a la dispersión elástica. En términos del potencial, esto quiere decir que en el interior del sistema la parte imaginaria es dominante y, probablemente, los datos elásticos proporcionen poca información con respecto al potencial más interior que en la zona superficial. Es posible comparar esta situación con aquella de dispersión por un obstáculo opaco en óptica, en que se observan los conocidos fenómenos *difractivos*. En efecto, las primeras medidas de la distribución angular de dispersión elástica entre iones pesados mostraban patrones de difracción de tipo Fresnel o Fraunhofer [1,2]. La información que se puede obtener de una distribución angular difractiva se reduce esencialmente al tamaño del obstáculo, en este caso, el tamaño de los núcleos participantes. Debido a esto, el interés por medir la dispersión elástica de iones complejos disminuyó notablemente después de conocerse los primeros resultados experimentales.

Sin embargo, si el sistema no fuera opaco sino traslúcido, es decir, si las trayectorias internas tuvieran probabilidad no nula de continuar en el canal elástico después de la interacción, la distribución angular debería mostrar signos de fenómenos *refractivos*. En 1976, Knoll y Schaeffer [3] predijeron tales fenómenos en sistemas de iones pesados "livianos" como  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ , para energías superiores a unos 10 MeV/nucleón. La estructura de partícula alfa de estos núcleos permite suponer una probabilidad relativamente baja de absorción, en particular para trayectorias internas no muy alejadas de la superficie.

El fenómeno refractivo más interesante esperado a energías intermedias (entre 10 y 100 MeV/nucleón) para un sistema nuclear débilmente absorbente es el llamado *arco iris nuclear*. Las trayectorias internas se desvían por la fuerza nuclear hacia ángulos negativos, hasta un ángulo máximo de dispersión  $\theta_R$ , llamado ángulo de arco iris [3]. Clásicamente, la distribución angular es nula para ángulos mayores que  $\theta_R$ . Cuánticamente, se espera un decaimiento exponencial a medida que se penetra en la zona prohibida clásicamente. La observación de tal decaimiento exponencial en la sección eficaz diferencial permite, en principio, conocer los valores del potencial nuclear en una región interna del sistema, ya que la fuerza nuclear (parte real) determina la ubicación de  $\theta_R$  y la absorción (parte imaginaria) determina la magnitud de la sección eficaz en la región cercana a  $\theta_R$ .

La Fig. 1 muestra esquemáticamente los fenómenos de difracción (rayos  $D$  producidos en los bordes del obstáculo) y refracción (trayectorias internas 1-4)

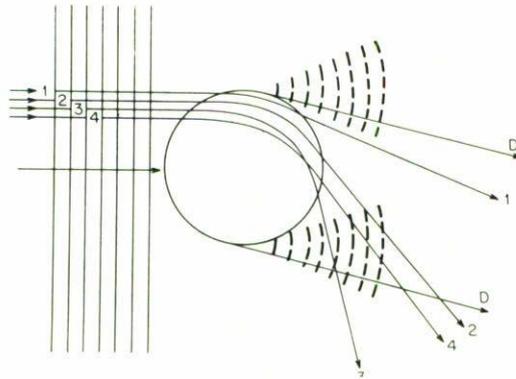


FIGURA 1. Representación esquemática de la dispersión por un potencial atractivo poco absorbente. Los conos de línea discontinua representan difracción del frente de onda plana por el obstáculo. Como consecuencia se producen rayos  $D$  que interfieren produciendo un patrón de difracción en ángulos delanteros. Las trayectorias 1-4 son refractadas en el interior del potencial y se desvían hacia ángulos negativos. El máximo ángulo de dispersión corresponde a la trayectoria 3 y es el ángulo de arco iris.

generados por un potencial atractivo y no totalmente absorbente. La distribución angular resultante es la suma coherente de ambas contribuciones, es decir, oscilaciones de difracción en ángulos hacia adelante, seguidas por un decaimiento sin estructura en ángulos posteriores. Esto es precisamente lo que se ha medido para la dispersión elástica de partículas  $\alpha$  desde 1972 [4], y tal como se esperaba, ha sido posible deducir de modo no ambiguo los valores del potencial nuclear en el interior del sistema. Para sistemas más complejos, se llegó a concluir que no sería posible observar efectos refractivos[5].

### 3. Análisis de la dispersión elástica $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ y $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ entre 10 y 94 MeV/nucleón

En 1981 se hizo un análisis de tres conjuntos de datos de dispersión elástica en el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  por encima de los 13 MeV/nucleón [6], que señalaba la presencia de fenómenos refractivos en las distribuciones angulares, cualitativamente similares a lo conocido para partículas alfa. Este trabajo motivó tanto a nuestro grupo experimental del IFUNAM como a otros en el extranjero a realizar una serie de nuevos experimentos en el mismo sistema y otros parecidos, a energías por sobre los 10 MeV/nucleón y hasta las más altas obtenibles en los aceleradores existentes. Los resultados que se presentan a continuación provienen del estudio global de una docena de distribuciones angulares analizadas dentro del formalismo del modelo óptico. Primero, el estudio utilizó potenciales fenomenológicos tanto para la parte real como la imaginaria. En una segunda etapa, se calcularon los potenciales reales por doble convolución a partir de una interacción efectiva nucleón-nucleón conocida, más un potencial imaginario fenomenológico.

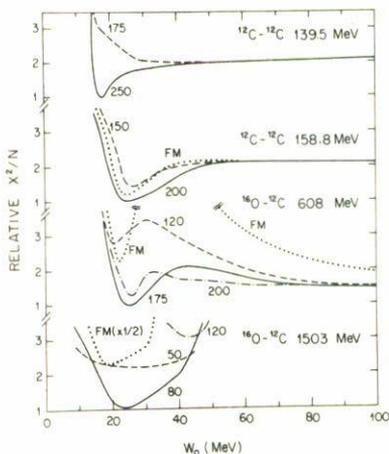


FIGURA 2. Valores relativos de la función  $X^2$  como función de la profundidad del potencial imaginario. Los mínimos para  $W_0 \approx 20$  MeV indican que esta condición es necesaria para lograr un buen ajuste. Las etiquetas en las curvas indican el valor central de la parte real y FM señala cálculos con un potencial real de doble convolución (Ref. [7]).

El resultado más notable del análisis con potenciales fenomenológicos fue la necesidad de potenciales imaginarios poco profundos para describir todos los datos de manera consistente[7]. Este resultado no es ambiguo e indica la sensibilidad de los datos a las zonas interiores del potencial. Debido a que una absorción reducida implica una probabilidad apreciable de que las trayectorias internas logren atravesar el sistema y salir en el canal elástico, esta situación debería permitir obtener información sobre la parte real del potencial en el interior. En efecto así ocurre, tal como lo muestra la Fig. 2, el análisis de cada uno de los conjuntos de datos mostró preferencias no ambiguas con respecto a los valores de  $V$  y de  $W$  al interior. La figura muestra valores de la función  $X^2$ , usada como medida de la calidad del ajuste. Los valores pequeños de  $X^2$  indican un buen acuerdo entre las predicciones y los datos. De acuerdo con la Fig. 2, un potencial con  $W_0$  cercano a 20 MeV es la única solución consistente con toda la evidencia experimental analizada. Para todos los casos analizados el potencial real debe ser fuertemente atractivo y dependiente de la energía. La Fig. 3 muestra algunos de los conjuntos de datos con las predicciones del modelo.

Estas características del potencial óptico, una parte real profunda junto a una parte imaginaria poco absorbente, son los requisitos necesarios para la observación de arco iris nucleares en la distribución angular. Los datos en la Fig. 3 muestran regiones angulares con caídas exponenciales sin estructura que podrían ser la señal de tal fenómeno refractivo. ¿Son suficientes estos elementos para asegurar la observación de un arco iris? En general, la respuesta es negativa. McVoy y Satchler en 1984[8] señalaron la posibilidad de que las caídas exponenciales en la distribución angular fueran causadas por la parte imaginaria del potencial, es decir, tuvieran un origen difractivo. Un trabajo reciente[9] que utiliza métodos semiclásicos ha aclarado

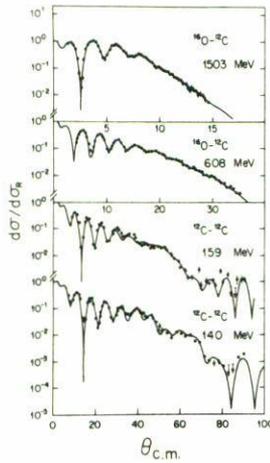


FIGURA 3. Cálculos de la dispersión elástica usando potenciales fenomenológicos, comparados con los datos (Referencias a los datos en [7]).

que al menos para los datos de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  a 159 MeV (y por ende, los de 140 MeV) y los de  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  a 608 MeV (siempre que el potencial sea aquél del mínimo cerca de  $W_0 = 25$  MeV en la Fig. 2), la estructura lisa en las distribuciones angulares es causada por trayectorias de origen refractivo. El grado de transparencia es función de la energía y a 159 MeV lo que se observa entre 40 y 60 grados en la distribución angular es uno de los máximos de Airy del arco iris nuclear. A energías mayores, también se observa un arco iris, sólo que éste ha sido fuertemente absorbido.

El segundo análisis global [10] utilizó potenciales reales calculados por convolución doble a partir de la interacción efectiva nucleón-nucleón DDM3Y [11]. Esta consiste del producto de una interacción que depende de la separación entre los nucleones (conocida como M3Y), y de una función dependiente de la densidad y de la energía. La necesidad de una dependencia explícita de la densidad nuclear se había demostrado en un análisis de dispersión elástica de partículas- $\alpha$  [12]. En el análisis con potenciales de convolución sólo se permite una renormalización total del potencial calculado, reduciendo así el número de parámetros libres respecto de los análisis de tipo fenomenológico. Los resultados fueron extremadamente positivos [10]. Como era de esperarse, el potencial imaginario requerido por los datos fue el mismo encontrado previamente en el análisis fenomenológico. Con respecto al potencial real, la renormalización exigida para lograr un óptimo ajuste a las medidas fue de  $1.0 \pm 0.1$ , independiente de la energía. Esto quiere decir que los cálculos con DDM3Y predicen adecuadamente, no sólo la forma y profundidad del potencial real para estos sistemas, sino también su dependencia con la energía. Los ajustes a los datos experimentales son buenos, como se muestra en la Fig. 4.

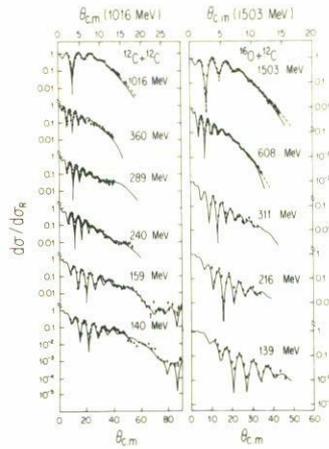


FIGURA 4. Cálculos de la dispersión elástica usando potenciales de doble convolución, comparados con los datos (Referencias a los datos en [10]).

#### 4. Extensión de los resultados para $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ hacia energías inferiores a 10 MeV/nucleón

El sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  es sin duda el sistema de iones pesados que ha sido experimentalmente más estudiado. Sin embargo, la descripción de la dispersión elástica por debajo de 10 MeV/nucleón aún no es satisfactoria. En 1973, Reilly *et al.* [13] publicaron un completo análisis de modelo óptico para datos de dispersión elástica a energías inferiores a 5 MeV/nucleón basado en un potencial real muy poco profundo ( $V = 17$  MeV en el centro), difícil de justificar para un sistema de núcleos complejos. Recientemente, Morsad [14] midió funciones de excitación para la dispersión elástica entre 5 y 10 MeV/nucleón y basándose en el potencial de Reilly, no logró describir satisfactoriamente sus datos. Nuestra intención [15] es extender los resultados fenomenológicos presentados en la sección anterior hacia energías bajas, intentando describir las medidas de Reilly y de Morsad.

El punto de partida de nuestro estudio ha sido una serie muy completa de medidas de la sección eficaz diferencial para  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  entre 6 y 12 MeV/nucleón hecha por Stokstad *et al.* [16] en 1979. Hemos encontrado los parámetros del potencial óptico para cada una de las catorce energías medidas por Stokstad y hemos interpolado estos parámetros como función de la energía. Las soluciones no son necesariamente únicas para cada energía, debido a que aproximadamente bajo los 10 MeV/nucleón los fenómenos refractivos desaparecen [3] de la distribución angular y no es posible resolver las ambigüedades discretas de la parte real [4]. Sin embargo, hemos requerido, tanto una dependencia suave del potencial con la energía, como consistencia con los resultados anteriores a partir de los 10 MeV/nucleón. Finalmente [15] hemos llegado a dos posibles soluciones analíticas para el potencial que predicen las funciones de excitación que se muestran en la Fig. 5 para los datos de Morsad. La principal diferencia entre ambas soluciones es la profundidad de la

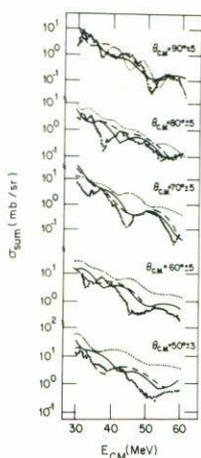


FIGURA 5. Cálculos de la función de excitación para la dispersión elástica de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , junto a las medidas de Morsad[14]. La curva continua corresponde a una parametrización del potencial con dependencia lineal de la profundidad real con respecto a la energía; la curva discontinua corresponde a una parametrización cuadrática de la profundidad real como función de la energía; la curva punteada corresponde al potencial de Reilly [13].

parte real. Para una de ellas,  $V$  es una función linealmente decreciente de la energía y para la otra  $V$  es una función cuadrática de la energía con un valor máximo de 350 MeV a 80 MeV de energía incidente. El acuerdo de cualquiera de ellas con las mediciones de Morsad es bueno y superior al del potencial de Reilly.

La extensión de estos potenciales a energías bajo los 5 MeV/nucleón no es simple, ya que algunas características del potencial, en particular la geometría de la parte imaginaria, son función fuerte de la energía y no es evidente cómo deberían continuarse. Por lo tanto, hemos “congelado” las geometrías de ambas partes a los valores que alcanzan en 70 MeV, reteniendo solamente la dependencia de las profundidades con la energía. La Fig. 6 muestra la función de excitación medida por Reilly, junto con las predicciones de su potencial y de las dos soluciones obtenidas por nosotros. El acuerdo con los datos para la solución lineal es mejor que para la solución cuadrática ya que la frecuencia y la fase de las oscilaciones son las correctas. Por otro lado, la solución cuadrática predice correctamente la amplitud de las oscilaciones, pero está defasada medio periodo con respecto a los datos. En vista de las hipótesis tan simples (geometrías constantes, misma dependencia con la energía que a energías mayores, etc.) consideramos que esta preferencia sólo tiene validez dentro del contexto de las propias hipótesis. Lo que sí tiene valor general es la demostración a través de este estudio de que los potenciales reales profundos, consistentes con los resultados encontrados a energías intermedias, pueden describir de manera razonable la estructura gruesa de la función de excitación a energías que van desde la barrera coulombiana hasta los 10 MeV/nucleón.

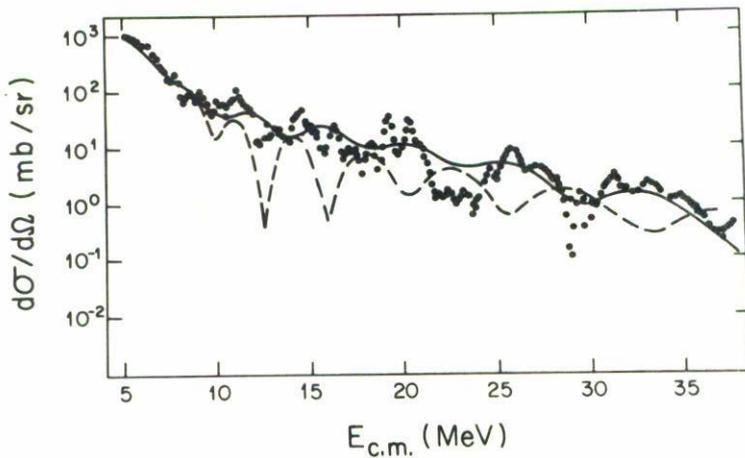


FIGURA 6. Cálculos de la función de excitación para la dispersión elástica a  $90^\circ$  del sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , comparados con las medidas de Reilly *et al.* [13]. Las curvas tiene el mismo significado que en la figura 5.

### 5. Relaciones de dispersión para las integrales de volumen

Las relaciones de dispersión para el potencial complejo nuclear predicen una relación entre la parte real y la imaginaria. Esta relación es también válida para las integrales de volumen de ambas partes del potencial y pueden expresarse según [17],

$$J_V(E) = \frac{P}{\pi} \int \frac{J_W(E')}{E' - E} dE',$$

donde  $J_V$  y  $J_W$  son la integral de volumen por par de nucleones para la parte real e imaginaria del potencial, respectivamente. La Fig. 7 muestra los valores de las integrales de volumen correspondientes a la parte real e imaginaria de los potenciales encontrados para el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  en nuestros estudios. La curva continua es la predicción de las relaciones de dispersión. El acuerdo es bueno, tanto cualitativa como cuantitativamente.

La curva discontinua en la Fig. 7 muestra la tendencia conocida para los valores de las integrales de volumen de la dispersión de nucleones por núcleos pesados a valores comparables de energía/nucleón en el laboratorio[18]. La similitud de  $J_W$  con nuestros datos para núcleo-núcleo a partir de unos 10 MeV/nucleón podría indicar que a partir de esta energía los canales de reacción disponibles en el sistema complejo están ya presentes en la dispersión de un solo nucleón por el núcleo. La diferencia para  $J_V$  puede deberse al efecto de la densidad nuclear que hace menos eficiente la interacción de dos núcleos complejos respecto del caso nucleón-núcleo.

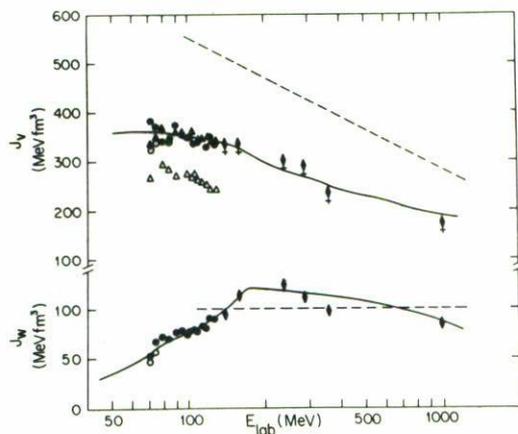


FIGURA 7. Valores de las integrales de volumen por par de iones para el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Los círculos y diamantes corresponden a resultados con potenciales fenomenológicos reportados en [15] y [7], respectivamente; los triángulos son resultados con potenciales de doble convolución [15,10]; los triángulos abiertos indican una segunda familia (ambigüedad discreta) de soluciones. Las líneas continuas son predicciones de las relaciones de dispersión y las líneas discontinuas son resultados para sistemas nucleón-núcleo [18].

## 6. Conclusiones

Esta serie de estudios han demostrado que es posible describir la dispersión elástica en sistemas livianos de iones complejos con potenciales ópticos cuyos parámetros son funciones razonablemente bien comportadas de la energía. A energías sobre 10 MeV/nucleón se observan arco iris nucleares que permiten determinar de manera no ambigua ambas partes del potencial complejo. En esta región de energías es posible calcular la parte real del potencial a través de una doble convolución de la interacción DDM3Y con las distribuciones de densidad nuclear.

Los potenciales encontrados a energías intermedias son fuertemente atractivos, débilmente absorbentes y deben depender de la energía. Ha sido posible extender estos resultados generales hacia energías bajas en el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , de manera de describir la estructura gruesa de los datos experimentales de Reilly y Morsad con potenciales esencialmente diferentes a los usados desde 1973. Nuestra descripción de la dispersión elástica es consistente con la evidencia experimental para este sistema a energías que van desde la barrera coulombiana hasta las más altas accesibles hoy en día.

Los estudios aquí descritos para  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  son los únicos, hasta el momento, en que se cubre un intervalo amplio de energías para un mismo sistema de iones complejos. Recientemente, se han publicado medidas completas de la dispersión elástica de iones de  $^6\text{Li}$  sobre una variedad de blancos a una energía de 35 MeV por nucleón [17]. Las distribuciones angulares muestran efectos refractivos y los autores sostienen la observación de arco iris nucleares para los sistemas más ligeros. Los resultados del análisis realizado con potenciales de tipo fenomenológico

son similares a los nuestros, tanto para los parámetros del potencial como para las integrales de volumen. Esperamos que estos estudios se puedan extender a otras energías y así aumentar el aún limitado conocimiento de las características del potencial óptico para sistemas de iones complejos.

### Agradecimientos

Agradezco la colaboración siempre entusiasta de los estudiantes Mercedes Rodríguez y Alejandro Ayala, tanto en el trabajo de análisis a bajas energías como en la preparación de este manuscrito. Este trabajo fue parcialmente financiado por DGAPA-UNAM, y CONACYT, México.

### Referencias

1. G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, 1982.
2. W.E. Frahn, in *Treatise on Heavy-Ion Science*, D.A. Bromley (ed.), Vol 1, Plenum Press, New York, 1984.
3. J. Knoll and R. Schaeffer, *Ann. Phys. (N.Y.)* **97** (1976) 307.
4. D.A. Goldberg and S.M. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 500; D.A. Goldberg, S.M. Smith, and G.F. Burdzik, *Phys. Rev.* **C10** (1974) 1362.
5. R.M. DeVries *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 450.
6. M.E. Brandan, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1132.
7. M.E. Brandan, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 784.
8. K.W. McVoy and G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A417** (1984) 157.
9. M.E. Brandan, S.H. Fricke, and K.W. McVoy, *Phys. Rev.* **C38** (1988) 673, y 682.
10. M.E. Brandan and G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A487** (1988) 477.
11. M. El-Azad Farid and G.R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A438** (1985) 525.
12. A.M. Kobos *et al.*, *Nucl. Phys.* **A384** (1982) 65; **A425** (1984) 205.
13. W. Reilly *et al.*, *Il Nuovo Cimento* **13A** (1973) 897; **13A** (1973) 913.
14. A. Morsad, tesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1986 (no publicada).
15. M.E. Brandan, M. Rodríguez and A. Ayala, *XI Oaxtepec Symposium on Nuclear Physics*, A. Menchaca-Rocha (ed.), *Notas de Física*, **11** (1988) 47; M.E. Brandan, M. Rodríguez-Villafuerte, y A. Ayala (*Phys. Rev. C*, en preparación).
16. R.G. Stokstad *et al.*, *Phys. Rev.* **C20** (1979) 655.
17. C. Mahaux *et al.*, *Nucl. Phys.* **A449** (1986) 134.
18. A. Nadasen *et al.*, *Phys. Rev.* **C23** (1981) 1023.
19. A. Nadasen *et al.*, *Phys. Rev.* **C39** (1989) 536, y *op.cit.* **C37** (1988) 132.

**Abstract.** A global optical model analysis of elastic scattering data for  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  at energies between 10 and 94 MeV/nucleon has shown unambiguous results for both the real and imaginary parts of the nuclear potential. Strongly attractive, weakly absorptive, and energy-dependent potentials are required to describe the data. Double folding calculations for the real part using the DD $\text{M}3\text{Y}$  effective interaction, give potentials which require no renormalization, at all energies. This same kind of potentials proves successful in describing lower energy elastic scattering excitation function data for  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Potential volume integrals agree with dispersion relations predictions.