

ДИФРАКЦИОННАЯ "ПОЛУОПТИЧЕСКАЯ" МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

DIFFRACTIVE "SEMIOPTICAL" MODEL FOR NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS

В. С. Барашенков, Ж. Ж. Мусульманбеков

Лаборатория вычислительной техники и автоматизации, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

(Поступила в редакцию 3 мая 1978 г.; исправленная версия поступила 27 сентября 1978 г.)

Diffraction Glauber theory for nucleus-nucleus collisions is considered in approximation when the initial nucleus interacts as a whole with nucleons of the target nucleus. Such an approach, being intermediate between precise Glauber theory and its optical limit, essentially simplifies numerical calculations and gives a good agreement with experiments as well.

Расчеты взаимодействий ядер с помощью дифракционной теории Глаубера сталкиваются с большими вычислительными трудностями уже в случае легких ядер [1, 2]. В работе [3] было показано, что вычисления значительно упрощаются, если амплитуду взаимодействия ядер приближенно выразить через амплитуду взаимодействия налетающего ядра В с отдельными нуклонами ядра-мишени А, для вычисления которой снова использовать теорию Глаубера:

$$A_{BA}(q) = \frac{i}{\lambda} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} \int \left\{ 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_{BN}(\vec{b} - \vec{s}_i)] \right\} \prod_{k=1}^A \varrho_A(s_k) d^2 s_k$$

$$= \frac{i}{\lambda} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \int \prod_{k=1}^A d^2 s_k \varrho_A(s_k) \left[\prod_{i=1}^A \int d^2 s [1 - \Gamma_{NN}(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{s})] \varrho_B(s) \right]^B \right\}, \quad (1)$$

где q — переданный импульс, b — параметр удара, $\varrho_A(s)$ и $\varrho_B(s)$ — проинтегрированные вдоль оси z плотности распределения нуклонов в ядрах А и В, Γ_{NN} — профилирующая функция нуклон-нуклонного рассеяния.

* Address: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P. O. Box 79, Moscow, USSR.

Такое приближение является промежуточным между исходным глауберовским и его оптическим пределом

$$A_{\text{BA}}^{\text{opt}}(q) = \frac{i}{\lambda} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \exp \left[-AB \int \Gamma_{\text{NN}}(\vec{b}-\vec{s}) \varrho_{\text{A}}(\vec{s}+\vec{s}') \varrho_{\text{B}}(\vec{s}') d^2 s d^2 s' \right] \right\} \\ \simeq \frac{i}{\lambda} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \left[1 - \int \Gamma_{\text{NN}}(\vec{b}-\vec{s}) \varrho_{\text{A}}(\vec{s}+\vec{s}') \varrho_{\text{B}}(\vec{s}') d^2 s d^2 s' \right]^{AB} \right\}. \quad (2)$$

Учитывая явный вид функции

$$\Gamma_{\text{NN}}(b) = \frac{\lambda}{4\pi^2 i} \int d^2 q e^{-i\vec{q}\vec{b}} A_{\text{NN}}(q) = \frac{\sigma(1-i\alpha)}{8\pi^2} \int d^2 q e^{-i\vec{q}\vec{b} - aq^2/2}$$

и обозначив через $f(q)$ фурье-компоненту плотности $\varrho(s)$, „полуоптическое“ выражение (1) удобно представить в виде

$$A_{\text{BA}}(q) = \frac{i}{\lambda} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \int \prod_{k=1}^A d^2 s_k \varrho_{\text{A}}(s_k) \prod_{i=1}^A \left[1 - \frac{\lambda}{4\pi^2 i} \int d^2 p e^{i\vec{p}(\vec{s}_i - \vec{b})} A_{\text{NN}}(p) f_{\text{B}}(p) \right]^B \right\} \\ = \frac{i}{\lambda} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \left[\int d^2 t \varrho_{\text{A}}(t + \vec{b}) \Phi_{\text{B}}(t) \right]^A \right\},$$

где функция

$$\Phi_{\text{B}}(t) = \left\{ 1 - \frac{\sigma(1-i\alpha)}{8\pi^2} \int d^2 p f_{\text{B}}(p) e^{i\vec{p}\vec{t} - ap^2/2} \right\}^B$$

зависит лишь от параметров ядра В.

Для легких ядер с плотностью $\varrho_{\text{B}}(s)$, описываемой осцилляторной моделью, эта функция может быть вычислена аналитически¹. Например, для α -частицы, у которой

$$f_{\text{B}}(p) = e^{-R^2 p^2},$$

где

$$R^2 = R_{\alpha}^2(1-1/B) = 3R_{\alpha}^2/4, \quad R_{\alpha} = 1,37 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

функция

$$\Phi_{\text{B}}(t) = \{1 - \gamma P e^{-Pr^2}\}^B, \quad (3)$$

где

$$P = 4/(8a + 3R_{\alpha}^2), \quad \gamma = \sigma(1-i\alpha)/2\pi.$$

¹ В более сложных случаях можно сначала вычислить таблицу значений $\Phi_{\text{B}}(t)$; затем интерполируя эти значения, выполнить двукратное интегрирование и рассчитать таблицу значений $F(b) = [\dots]^A$. Используя еще раз интерполяцию, определим $A_{\text{BA}}(q)$.

Амплитуда $A_{\alpha A}(q)$ выражается в этом случае через функции Бесселя:

$$A_{\alpha A}(q) = \frac{2\pi i}{\lambda} \theta_A(q) \int_0^{\infty} db J_0(qb) b \left\{ 1 - \left[1 - 2\pi\gamma P \int_0^{\infty} ds s [4I_0(u) - 6\gamma P I_0(2u)e^v + 4\gamma^2 P^2 I_0(3u)e^{2v} - \gamma^3 P^3 I_0(4u)e^{3v}] \varrho_A(s) e^v \right]^A \right\}, \quad (4)$$

где $u = 2Pbs$, $v = -P(b^2 + s^2)$, и мы ввели фактор $\theta_A(q) = e^{q^2 R_A^2 / 4A}$, учитывающий переход к системе центра масс ядра-мишени.

Как согласуется с опытом „полуоптическое“ приближение, видно из рис. 1, где сравниваются расчетные и экспериментальные сечения для α -частиц с импуль-

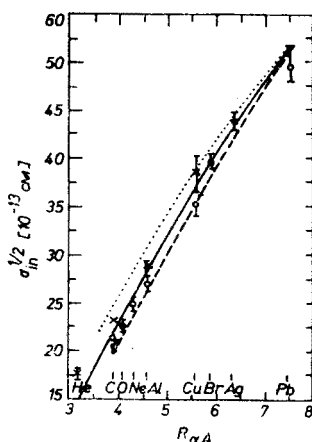


Рис. 1. Сечения неупругих взаимодействий α -частиц с различными ядрами. Значками \bullet , \circ , \times нанесены соответственно экспериментальные данные из работ [6—8]. Сплошная кривая — расчет в „полуоптическом“ приближении (4), пунктир — соответствующий расчет для точечных α -частиц, точечная кривая — расчет в оптическом приближении (2). $R_{\alpha A} = A_{\alpha}^{\frac{1}{2}} + A^{\frac{1}{2}}$, где $A_{\alpha} = 4$, A — массовое число ядра-мишени; расчетные параметры: $R_{\alpha} = 1.37 \cdot 10^{-13}$ см, $T_{\alpha} = 4.5$ ГэВ/нуклон, $\text{Re}A_{NN}/\text{Im}A_{NN} = -0.4$, $a = 5.45$ (ГэВ/с) $^{-2}$, $\sigma_{NN\text{tot}} = 43$ мб

сом 18 ГэВ/с. Для ядер-мишеней с массовым числом $A \leq 16$ использовалась плотность ϱ_A осцилляторной модели, для более тяжелых ядер — плотность Вудса–Саксона с параметрами из опытов по рассеянию электронов и фоторождению [4, 5].

Расчетные точки значительно лучше согласуются с экспериментом, чем для оптического приближения. Удовлетворительное согласие получается и в случае, если пренебречь размерами α частицы.

Обращает на себя внимание, что экспериментальные данные работы [8] оказываются заметно завышенными в сравнении с данными работ [6, 7] и расчетной кривой. Это проявляется также в таблице I, где приведены расчетные и измерен-

Полные сечения σ_{tot} и сечения σ_{el} в мб для α -частиц с импульсом 18 Гэв/с. Расчет в „полуоптическом“ приближении, экспериментальные данные из работы [8]

Мишень	σ_{tot}		σ_{el}	
	расчет	экспер.	расчет	экспер.
He	326	450 ± 20	118	146 ± 4
C	789	887 ± 10	305	348 ± 4
O	931		363	
Al	1331	1413 ± 40	538	600 ± 20
Cu	2436	2600 ± 170	1044	1220 ± 100
Ag	3298		1464	
Pb	4971		2368	

ные в работе [8] значения полных сечений и сечений упругого рассеяния. Экспериментальные данные [8] снова оказываются несколько большими расчетных.

В заключение мы рады поблагодарить Г. И. Лыкасова за обсуждение и В. Ф. Никитина за представление программы расчета внутриядерной плотности.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. С. Барашенков, В. Д. Гонеев, *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами*, Атомиздат, Москва 1972.
- [2] W. Czyż, L. C. Maximon, *Ann. Phys. (USA)* **52**, 59 (1969).
- [3] В. С. Барашенков, Э. Г. Гаврилов, С. М. Елисеев, *Acta Phys. Pol.* **B4**, 353 (1973).
- [4] H. F. Ehrenberg et al., *Phys. Rev.* **113**, 666 (1959).
- [5] H. Alvensleben et al., *Phys. Rev. Lett.* **24**, 792 (1970).
- [6] М. Х. Аникина и др., Сообщение ОИЯИ Р1-10592, Дубна 1977.
- [7] Л. Н. Бокова и др., Сообщение ОИЯИ Р1-9364, Дубна 1975.
- [8] В. Г. Аблеев и др., Сообщение ОИЯИ Р1-10565, Дубна 1977.