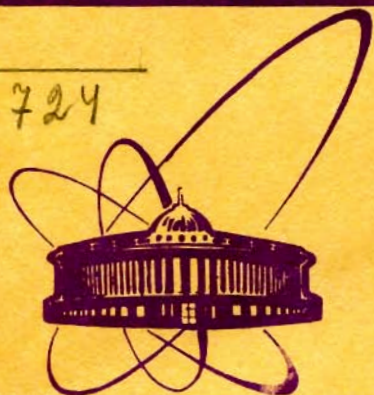


СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-724

5312 / 2-79

24/12-79

P4 - 12633

А.Н.Антонов, И.С.Бонев, В.А.Николаев, И.Ж.Петков

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
И КОГЕРЕНТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ
ЯДЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ

1979

P4 - 12633

А.Н. Антонов,* И.С. Бонев,* В.А. Николаев,* И.Ж. Петков*

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
И КОГЕРЕНТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ
ЯДЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
БАН, София

Антонов А.Н. и др.

P4 - 12633

Упругое рассеяние тяжелых ионов и когерентные
флуктуации ядерной плотности

Упругое рассеяние тяжелых ионов рассматривается в модели когерентных флуктонов. Исследование проведено в рамках физической картины, в которой механизмом процесса является дифракционное рассеяние флуктона налетающего ядра на флуктоне ядра-мишени, с последующим учетом вкладов суперпозиций флуктонов обоих ядер. Рассчитаны отношения дифференциального сечения к резерфордовскому сечению для реакций $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{58}\text{Ni} / E_{\text{лаб}} = 124,5 \text{ МэВ/}$ и $^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{209}\text{Bi} / E_{\text{лаб}} = 134 \text{ МэВ/}$ и проведено сравнение с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Antonov A.N. et al.

P4 - 12633

Elastic Scattering of Heavy Ions and Coherent
Fluctuations of Nuclear Density

The elastic scattering of heavy ions is considered on the basis of the model of coherent nuclear density fluctuations. An approximation of diffractive scattering is used. The ratio $\frac{d\sigma}{d\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ for the reactions $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{58}\text{Ni}$, $E_{\text{лаб}} = 124,5 \text{ MeV}$ and $^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{209}\text{Bi}$, $E_{\text{лаб}} = 134 \text{ MeV}$ is calculated and compared with the experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. Анализ упругого рассеяния тяжелых ионов ядрами позволяет получить сведения о структуре поверхности сложных ядер и о характере взаимодействия между ними. Кроме часто используемого подхода параметризованного представления S -матричных элементов как функции углового момента, упругое рассеяние сложных ядер обычно интерпретируется в терминах оптической модели /с успехом для легких налетающих частиц с энергиями до 50 МэВ/. Модельные представления, которые используются для описания процесса, дают возможность связать измеряемые величины с усредненными характеристиками многочастичной квантово-механической задачи. Оптическая модель содержит свободные параметры, характеризующие распределения ядерного вещества и определяющие комплексный оптический потенциал. Чувствительность упругого рассеяния тяжелых ионов к изменениям потенциала взаимодействия может быть использована для уточнения вида и параметров самого потенциала. Неоднозначность, существующая в этом подходе, однако, является причиной его малой предсказательной силы.

Более строгий теоретический подход для построения потенциала взаимодействия основывается на использовании так называемого локально-плоскостного приближения в теории ядерной материи^{/1/}.

Упругое рассеяние тяжелых ионов рассматривается также методом "эффективного взаимодействия". Такой подход, с определением эффективного взаимодействия на основе ядерных распределений плотности^{/2/}, успешно интерпретирует данные по рассматриваемому процессу.

Имеются также некоторые попытки анализировать упругое рассеяние тяжелых ионов в теории многократного дифракцион-

ного рассеяния /теория Глаубера/, см., напр.,^{3,4}. Этот подход, строго говоря, не содержит свободных параметров. В нем считаются известными нуклон-нуклонная амплитуда рассеяния и волновые функции ядерных состояний /или ядерные плотности/.

2. В настоящей работе сделана попытка учесть влияние когерентных флуктуаций ядерной плотности на упругое рассеяние тяжелых ионов. Недавно развитая модель когерентных флуктуаций ядерной плотности /МКФ/⁵⁻⁹ с успехом применялась к исследованиям ряда вопросов, таких как упругое рассеяние высокоэнергетичных протонов ядрами^{6,7,8}, рождение протонов в инклюзивных протон-ядерных реакциях^{8,9} на основе импульсного распределения, которое получается в этой модели⁵, а также к описанию основных ядерных характеристик /энергии связи, распределение плотности/⁸.

В МКФ распределение ядерной плотности представляется в виде суперпозиции сферично-симметричных однородных плотностей образований из A нуклонов с радиусом x /т.н. флуктоны/:

$$\rho(r) = \int_0^{\infty} |f(x)|^2 \rho(x, r) dx, \quad /1/$$

где

$$\rho(x, r) = \frac{3A}{4\pi x^3} \theta(x-r) \quad /2/$$

- плотность флуктона с размером x .

$$\theta(x-r) = \begin{cases} 1, & r < x \\ 0, & r > x \end{cases} \quad /3/$$

а функция $|f(x)|^2$ задает вероятность появления A ядерных нуклонов в состоянии с однородной плотностью в сфере с радиусом x . Очевидно,

$$|f(x)|^2 = \frac{1}{\rho_0(x)} \left. \frac{d\rho(r)}{dr} \right|_{r=x}, \quad \rho_0(x) = \frac{3A}{4\pi x^3}. \quad /4/$$

Соотношение /4/ дает возможность связать функцию $|f(x)|^2$ с распределениями ядерных плотностей, которые извлекаются из экспериментов по рассеянию электронов ядрами.

В работах ^{6-8/} МКФ с успехом применялась к изучению упругого рассеяния протонов на ядрах в дифракционном приближении абсолютно черных флюктонов. Амплитуда рассеяния протонов на ядре $A(q)$ получается на основе известной амплитуды $a(x, q)$ рассеяния протонов на абсолютно черном флюкtone с радиусом $x^{10/}$ / q - переданный импульс/ путем усреднения $a(x, q)$ функцией $|f(x)|^2$:

$$A(q) = \int_0^{\infty} |f(x)|^2 a(x, q) dx \quad /5/$$

$$a(x, q) = - \frac{2\pi}{L^2} \frac{x}{q} J_1(qx) \quad /6/$$

L - нормировочная длина, $J_1(qx)$ - функция Бесселя первого порядка/.

Функция $|f(x)|^2$ может быть определена по формуле /4/ на основе хорошо известного двухпараметрического распределения ядерной плотности фермиевского типа:

$$\rho_F(r) = \rho_{0F} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{c}\right)} \quad /7/$$

где

$$\rho_{0F} = \frac{3A}{4\pi R^3 \left[1 + \left(\frac{\pi c}{R}\right)^2 \right]} \quad /8/$$

3. В МКФ упругое рассеяние тяжелых ионов /с учетом кулоновского взаимодействия/ исследуется в рамках физической картины, в которой механизм процесса является дифракционное рассеяние флюктона налетающего ядра на абсолютно черном флюкtone ядра-мишени, с последующим учетом вкладов суперпозиций флюктонов обоих ядер.

Амплитуда дифракционного рассеяния флюктона с радиусом x_1 налетающего ядра на абсолютно черном флюкtone радиуса x_2 ядра-мишени может быть получена на основании работ ^{10,11/} в следующем виде:

$$A(\theta, x_1, x_2) = \frac{i}{k} \left\{ \ell_0^{2in+1} \frac{J_1(\ell_0 \theta)}{\theta} + 2in\theta \int_0^{\infty} J_1(z) z^{2in} dz \right\} /9/$$

где k - длина волнового вектора,

$$l_0 \cdot k(x_1 + x_2) \quad /10/$$

$$n \cdot \frac{Z_1 Z_2 e^2}{h\nu} \quad /11/$$

v - скорость налетающего ядра/.

Амплитуда упругого нон-ионного рассеяния $F(\theta)$ получается усреднением $A(\theta, x_1, x_2)$ из /9/ с вероятностными функциями $|f(x_1)|^2$ и $|f(x_2)|^2$:

$$F(\theta) = \int_0^\infty dx_1 |f(x_1)|^2 \int_0^\infty dx_2 |f(x_2)|^2 A(\theta, x_1, x_2). \quad /12/$$

Дифференциальное сечение рассеяния определяется формулой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\theta)|^2. \quad /13/$$

При конкретных расчетах вероятностные функции $|f(x_1)|^2$ и $|f(x_2)|^2$ определялись по формуле /4/ с помощью двухпараметрических плотностей фермиевского типа /7/ для налетающего ядра и для ядра-мишени.

Нужно отметить, что для флюктонов с размерами x_1 и x_2 , для которых значения вероятностных функций $|f(x_1)|^2$ и $|f(x_2)|^2$ существенно отличны от нуля, величина l_0 из /10/ удовлетворяет неравенству

$$l_0 = k(x_1 + x_2) \gg 1, \quad /14/$$

которое является необходимым условием для получения формулы /9/.

4. С помощью формул /13/, /4/ и /7,8/ было рассчитано дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого нон-ионного рассеяния для реакций:

$$a/ \quad {}^{58}\text{Ni}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^{58}\text{Ni}, \quad E = 124,5 \text{ МэВ},$$

$$б/ \quad {}^{209}\text{Bi}({}^{16}\text{O}, {}^{16}\text{O}){}^{209}\text{Bi}, \quad E = 134 \text{ МэВ}$$

и исследовано отношение $\frac{d\sigma}{d\Omega} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$, где $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$ - резерфордское сечение.

Случай а/ соответствует сильному кулоновскому взаимодействию и энергии E выше кулоновского барьера. Случай б/ соответствует сильному кулоновскому взаимодействию и энергии E над кулоновским барьером.

При вычислениях были использованы следующие значения параметров R и s фермиевской плотности /7/, определенные из экспериментов по рассеянию электронов ядрами /12/:

^{12}C :	$R = 2,214 \Phi$,	$s = 0,488 \Phi$
^{58}Ni :	$R = 4,153 \Phi$,	$s = 0,566 \Phi$
^{16}O :	$R = 2,562 \Phi$,	$s = 0,497 \Phi$.

Для ядра ^{209}Bi использованы следующие значения параметров: $R = 6,557 \Phi$, $s = 0,515 \Phi$.

На рис. 1 и 2 показано сравнение расчетного отношения $\frac{d\sigma}{d\Omega} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$ как функция угла θ с экспериментальными

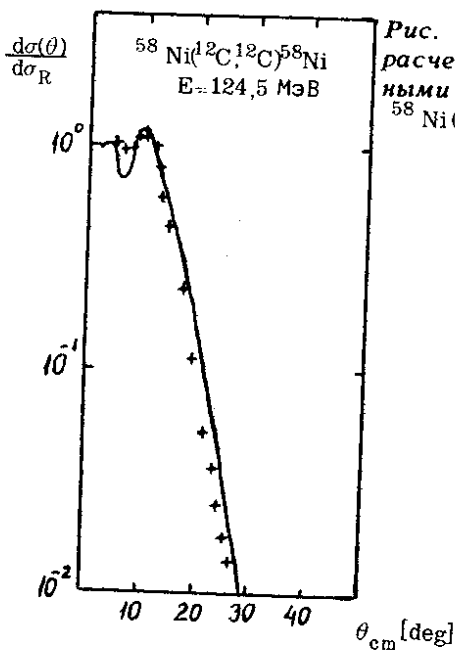


Рис. 1. Сравнение теоретического расчета с экспериментальными данными для упругого рассеяния $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{58}\text{Ni}$, $E_{\text{лаб}} = 124,5 \text{ МэВ}$.

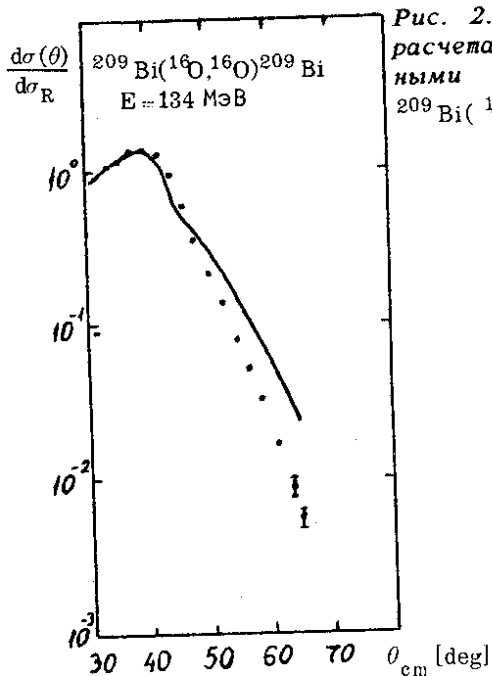


Рис. 2. Сравнение теоретического расчета с экспериментальными данными для упругого рассеяния $^{209}\text{Bi}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{209}\text{Bi}$, $E_{\text{лаб}} = 134 \text{ МэВ}$.

данными: для случая а/ - из работы ^{/3/}, для случая б/ - из работы ^{/13/}.

Необходимо отметить, что удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для взаимодействующей пары / ^{12}C , ^{58}Ni / получено в расчете без свободных параметров. К сожалению, для ^{209}Bi нам неизвестны достоверные параметры R и s из электронных экспериментов, и поэтому мы использовали параметры ядра ^{208}Pb ^{/12/}.

В заключение подчеркнем, что рассмотренная картина процесса явным образом учитывает дифракционный характер рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Врускнер К.А. et al. *Phys.Rev.*, 1968, 173, p.944.
2. Делчев Я.Й., Петков И.Ж. Докл. БАН, 1974, 27, с.905.

3. *Dar A., Kirzon Z. Phys.Lett., 1971, 37B, p.166.*
4. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, Р2-6423, Дубна, 1972.
5. *Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. JINR, E2-11282, Dubna, 1978.*
6. *Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. JINR, E2-11283, Dubna, 1978.*
7. *Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. Compt. rend. Acad. bulg. Sci., 1978, 31, p.409.*
8. *Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. Preprint ICTP, IC/78/152, Trieste, 1978.*
9. Антонов А.Н., Николаев В.А., Петков И.Ж. ОИЯИ, Р4-12207, Дубна, 1979.
10. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. УФН, 1958, 65, с.593.
11. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1946, 16, с.396.
12. *Virou V.V. et al. JINR, E4-8029, Dubna, 1974.*
13. Карамян С.А. и др. ОИЯИ, Р7-5884, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июля 1979 года.