ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2431

Б.Н. Калинкин

К РАССЕЯНИЮ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

Р-2431

Б.Н. Калинкин

К РАССЕЯНИЮ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ

Для анализа экспериментов по рассеянию частиц высокой энергии на ядрах широко используется оптическая модель. При этом чаще всего применяется квазиклассическое приближение. Этому вопросу посвящено много статей (см., например,/1/).

Сравнительно недавно Лонго и Мойер/2/ провели дополнительные эксперименты и представили их анализ по оптической модели. Этот анализ основан на численном решении радиальной части уравнения Клейна-Гордона с комплексным потенциалом.

§ 1.

Используя данные работы/2/, полезно выяснить точность квазиклассического приближения.

Для определенности и простоты ограничимся случаем рассеяния π^+ -мезонов на легком ядре C^{12} ($E_\pi = 3$ Гэв).

Учитывая результаты анализа экспериментов по рассеянию электронов высокой энергии на легких ядрах и допуская, что оптический потенциал повторяет зависимость плотности заряда от радиуса, запишем потенциал в виде:

$$U(r) = (V_0 + iW_0)\rho_0(r) = (V_0 + iW_0)(1 + \frac{k}{3a^2}r^2)\exp(-\frac{r^2}{a^2}). \qquad (1)$$

Как известио /1/, фаза в БВК - приближении определяется формулой:

$$2\delta(b) = -\frac{1}{hv}\int_{-\infty}^{\infty} U(\sqrt{b^2+z^2})\,dz, \qquad (2)$$

где $b = \lambda(\ell + \frac{1}{2})$, а интегрирование производится вдоль прямолинейной траектории π -мезона (случай высоких энергий). Переходя в выражении (2) к переменной r и выполняя простые преобразования, для фазы $\delta(b)$ получим формулу:

$$2\delta(b) = -\frac{2}{hv}\int_b^{\infty}\frac{U(r)\,r}{\sqrt{r^2-b^2}}\,dr =$$

$$= -(V_0 + iW_0)\frac{a\sqrt{\pi}}{hv}(1 + \frac{k}{6} + \frac{k}{3a^2}b^2)\exp(-\frac{b^2}{a^2}). \qquad (3)$$

Таким образом, в случае рассеяния на легких ядрах зависимость фазы от прицельного параметра выражается аналитически.

Для анализа экспериментов Лонго и Мойер [2] использовали оптический потенциал:

$$U(r) = (V_0 + i W_0)\rho(r) = (V_0 + i W_0)\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_0}{a}\right)\right]^{-1}. \qquad (4)$$

Если в выражении (1) положить $a = 1{,}66 \cdot f$; $k = 3{,}12$, то функция $\rho_0(r)$ практически совпадает с $\rho(r)$ во всей области, где она заметно отличается от нуля.

С помощью фаз (3) были вычислены сечение поглощения σ_a и сечение упругого рассеяния σ_{el}. Причем, как и в работе [2], мы положили $V_0 = 0$, $W_0 = 59{,}6$ Мэв.

Результаты вычислений :

	ВКБ- приближение:	Данные работы [2]:
σ_a	215 мб	213 мб
σ_{el}	65 мб	66,6 мб .

Таким образом, квазиклассический метод дает возможность вычислить сечения с высокой точностью (1-2%).

§ 2.

Применение квазиклассического метода может оказаться весьма полезным и при вычислениях сечений различных процессов в рамках теории фрагментации, поскольку позволяет довольно просто учесть эффекты искажений [3]. В этом случае входящая в сечение квазиупругого выбивания плотность импульсного распределения фрагмента в ядре (возникающая из-за пренебрежения мнимой частью фазы упругого рассеяния) должна быть заменена несколько более сложным выражением.

§ 3.

Результаты анализа упругого рассеяния по оптической модели можно использовать для оценки сечения неупругого рассеяния, сопровождаемого возбуждением коллективных состояний ядер.

Как впервые показал Остерн [4], матричные элементы для такого процесса в первом порядке теории возмущений выражаются через производную от амплитуды парциальной волны по $d\ell$.

В качестве примера произведем оценку сечения возбуждения 0^+ – состояния в ядре C^{12} ($E^* = 7{,}65$ Мэв) при рассеянии протонов с энергией 300 Мэв. Предполагая, что это состояние имеет коллективную природу [5], используем данные по упругому рассеянию, полученные выше, а также теорему Остерна.

Тогда для сечения возбуждения получим простую формулу:

$$\sigma_{0^+ \to 0^+} \cong \tfrac{1}{4} \left| \langle f \| \delta \| i \rangle \right|^2 \sum_\ell (2\ell + 1) \left| \frac{\partial \eta_\ell}{\partial \ell} \right|^2, \qquad (5)$$

где $|\langle f \| \delta \| i \rangle$ – матричный элемент перехода, связанного с объемными колебаниями

$$\left| \langle f \| \delta \| i \rangle \right|^2 = \hbar^2 / 2M\, A \hbar\omega ,$$

A – атомный номер ядра ($A = 12$), $\hbar\omega = 7{,}65$ Мэв – энергия перехода, $\eta_\ell = \exp(2i\delta)$.

Пренебрегая как и прежде реальной частью потенциала и полагая $W_0 = 20$ Мэв [6], для сечения образования α –частицы получаем оценку:

$$\sigma_\alpha \approx 0{,}01 \text{ мб.}$$

Поскольку из целого ряда каналов учтен лишь один, то эта оценка соответствует нижнему пределу.

Разумеется, приведенный здесь пример носит иллюстративный характер. Однако он показывает, что использование квазиклассического метода позволяет сравнительно просто вычислять сечения некоторых неупругих процессов.

Литература

1. L.R.B.Elton. Nucl. Phys., 23, 681 (1961).
2. M.J.Longo, B.J.Moyer. Phys. Rev., 125, 701 (1962).
3. В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И.Роттер. Препринт ОИЯИ Р-1357, Дубна, 1963.
4. N.Austern. Selected Topics in Nuclear Theory, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1963.
5. J.S.Blair. Phys. Rev., 115, 928 (1959).
6. L.R.B.Elton. Nuclear Sizes, Oxford University Press, 1961.
   Л. Элтон. Размеры ядер, ИИЛ, Москва, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 ноября 1965 г.