

КВАДРУПОЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ В УПРУГОМ РАССЕЙЯНИИ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГЭВ НА ЯДРАХ p -ОБОЛОЧКИ

*Г.Д. Алхазов, С.Л. Белостоцкий, А.А. Воробьев,
О.А. Домченков, Ю.В. Доценко, Н.П. Куропаткин,
В.Н. Никулин, М.А. Жуваев*

Измерены сечения упругого рассеяния протонов ($E_p = 1$ ГЭВ) на ядрах Be^9 , B^{11} , C^{12} и C^{13} . В случае ядер Be^9 и B^{11} обнаружен сильный эффект заполнения дифракционных минимумов. Этот эффект предлагается использовать для исследования формы несферических ядер.

Ядра со спином $I \geq 1$ в общем случае сферически не симметричны. Деформация ядер обычно изучается спектроскопическими методами, в которых, как правило, определяется электрический квадрупольный момент $Q_{зар}$, дающий информацию о несферическом компоненте в распределении протонов. Электронное рассеяние дополняет эту информацию. Для исследования нейтронной составляющей ядерной плотности нужны сильновзаимодействующие частицы. Хорошим методом изучения ядерной плотности, включающей распределения протонов и нейтронов, служит рассеяние протонов с энергией 1 ГЭВ.

$d\sigma/d\Omega$, мбн/стерад

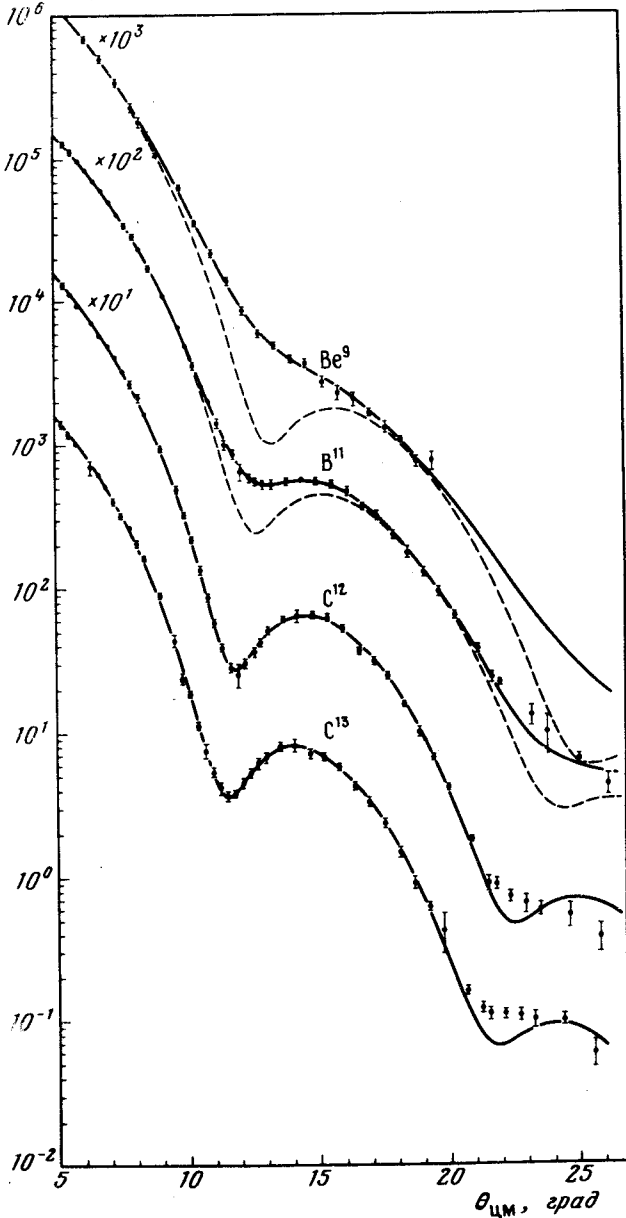


Рис. 1. Сечения рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах Be^9 , B^{11} , C^{12} и C^{13} . Сплошные и пунктирные линии рассчитаны с учетом и без учета несферического компонента ρ_2 , соответственно

В настоящей работе представлены результаты измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах Be^9 , B^{11} , B^{12} , C^{12} и C^{13} (рис. 1). Установка и методика измерений описаны в работе [1]. На рис. 1 хорошо виден эффект сильного заполнения дифракционных минимумов в сечениях рассеяния протонов на ядрах Be^9 и B^{11} ($I = 3/2$). Известно, что аналогичный эффект имеет место при рассеянии электронов, где он объясняется несферичностью зарядовой плотности в основном состоянии ядер со спином $I \geq 1$ [2, 3]. Замытие минимума наблюдалось и при рассеянии протонов на дейтоне ($I = 1$) [4]. Заметим однако, что в малонуклонных системах (H^2 , He^3 ,

He⁴) возможна также иная интерпретация этого эффекта [5]. В нашем случае (Be⁹, B¹¹) ситуация является более определенной ввиду значительно ярче выраженного заполнения минимумов и того важного обстоятельства, что на соседних "опорных" сферических ядрах C¹² (I = 0) и C¹³ (I = 1/2) в сечениях наблюдаются глубокие дифракционные провалы, характерные для рассеяния на сферических ядрах.

Анализ полученных данных выполнен с помощью теории Глаубера, примененной к рассеянию на несферических ядрах [6]. При этом использовалось приближение, по-существу эквивалентное приближению одного неупругого перехода [7]. Сравнение расчетов с экспериментом позволяет получить информацию о ядерной плотности, которая в состоянии с M = I имеет вид (I = 3/2):

$$\tilde{\rho}(r) = \tilde{\rho}_0(r) + \tilde{\rho}_2(r) Y_{20}(r/r).$$

Т а б л и ц а 1

Квадрупольные моменты, найденные в настоящей работе из данных по рассеянию электронов ($Q_{\text{Зар}}$) [2, 3] и рассеянию протонов ($Q_{\text{Мат}}$) при использовании трех параметризаций $\rho_2(r)$

Вид параметризации	B ¹¹			Be ⁹		
	$Q_{\text{Зар}}, \Phi^2$	$Q_{\text{Мат}}, \Phi^2$	$Q_{\text{Мат}}/Q_{\text{Зар}}$	$Q_{\text{Зар}}, \Phi^2$	$Q_{\text{Мат}}, \Phi^2$	$Q_{\text{Мат}}/Q_{\text{Зар}}$
$\tilde{\rho}_2 = \delta r^2 e^{-r^2/b^2}$	3,8(1)	6,3(1)	1,66(6)	5,5(1)	9,7(2)	1,75(4)
$\tilde{\rho}_2 = \delta \frac{\partial \tilde{\rho}_0}{\partial r}$	6,0(5)	8,1(2)	1,34(12)	6,4(3)	11,5(3)	1,79(7)
$\tilde{\rho}_2 = \delta r \frac{\partial \tilde{\rho}_0}{\partial r}$	10,5(2,6)	13,9(4)	1,32(33)	10,4(4,6)		
	10,5(2,6)					

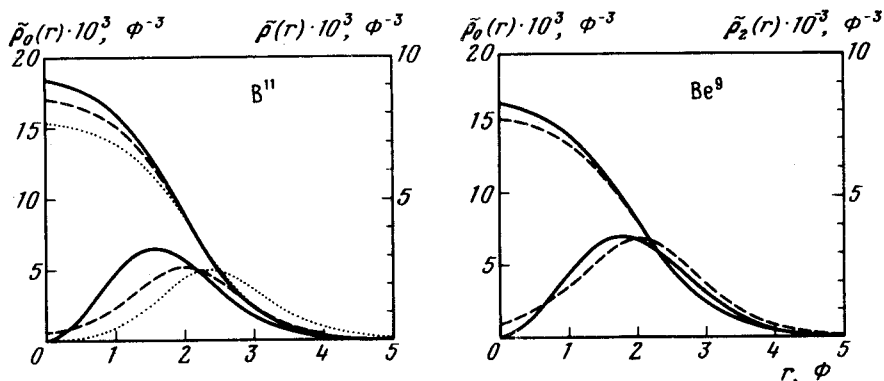


Рис. 2. Неразличимые по χ^2 варианты плотности, соответствующие разным параметризациям $\rho_2(r)$

Выяснено, что степень заполнения минимумов определяется непосредственно несферическим компонентом плотности $\tilde{\rho}_2(r)$ и может служить мерой деформации ядра. Основная неоднозначность анализа при этом связана с выбором параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$ (табл. 1, рис. 2). Наименее подвержены влиянию параметризации моменты $\langle r^{-2} \rangle \tilde{\rho}_2$ и $\langle r^{-1} \rangle \tilde{\rho}_2$. Они определяются примерно с той же точностью, что и ${}^2Q_{\text{зар}}$ в классических методах (5 ± 20%) [6]. Из локальных характеристик хорошо определяется максимальное значение $\rho_{2\text{max}}$ и небольшая область вблизи поверхности ядра.

Модельная зависимость определения $Q_{\text{зар}}$ имеет место и при анализе электронных данных. Нами, однако, показано, что при использовании одинаковой параметризации плотности в анализе p - и e -рассеяния отношение квадрупольных моментов материи и заряда $Q_{\text{мат}}/Q_{\text{зар}}$ определяется значительно лучше (табл. 1). Естественно к тому же отдать предпочтение варианту параметризации $\tilde{\rho}_2(r)$, который при анализе рассеяния электронов приводит к величине $Q_{\text{зар}}$, согласующейся со значением, полученным классическими спектрометрическими методами. Таким образом, совместная обработка данных по p - и e -рассеянию и привлечение спектроскопических данных по измерению $Q_{\text{зар}}$ позволяет в большой мере освободиться от неоднозначности анализа, связанной с конкретной параметризацией ядерной плотности, и, в частности, определить не только отношение $Q_{\text{мат}}/Q_{\text{зар}}$, но и само значение $Q_{\text{мат}}$. Найденные таким способом параметры ядер Be^9 и B^{11} , а также параметры плотности сферических ядер C^{12} и C^{13} ($Q = 0$) приведены в табл. 2

Т а б л и ц а 2

Параметры ядерной плотности, найденные из данных по рассеянию протонов

	$\tilde{\rho}_0(r) = \rho_0 (1 + e^{\frac{r-R}{a}})^{-1}$				$\tilde{\rho}_2(r) = \delta \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \frac{3}{2} \frac{r^2}{a_2^2} \pi^{3/2} e^{-\frac{r^2}{a_2^2}}$			
	R, Φ	a, Φ	ρ_0, Φ^{-3}	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \Phi$	a_2, Φ	δ	$Q_{\text{мат}}, \Phi^2$	
Be^9	2,021 (16)	.589 (4)	.0157	2,68 (2)	1,855	312 (7)	9,7 (2)	
B^{11}	1,973 (9)	.529 (3)	.0182	2,49 (2)	1,690	.199 (4)	6,3 (1)	
C^{12}	2,123 (8)	.515 (3)	.0158	2,52 (1)	—	—	—	
C^{13}	2,151 (12)	.519 (4)	.0152	2,55 (2)	—	—	—	

Предлагаемый здесь метод исследования плотности несферических ядер можно использовать для ядер с $l \geq 1$, если $Q_{\text{мат}}/A \langle r^2 \rangle \geq 0,03$ [6].

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 октября 1978 г.

Литература

- [1] Г.Д.Алхазов и др. Препринт ЛИЯФ №155, Ленинград, 1975.
 - [2] T.Stoval et al. Nucl. Phys., **86**, 225, 1966.
 - [3] M.Bernheim et al. Nucl. Phys., **A97**, 488, 1967.
 - [4] V.Franco, R.J.Glauber. Phys. Rev. Lett., **22**, 370, 1969.
 - [5] M.Ikeda. Phys. Rev., **C6**, 1608, 1972.
 - [6] Г.Д.Алхазов, и др. Препринт ЛИЯФ №434, Ленинград, 1978.
 - [7] V.V.Karapetyan et al. Nucl. Phys., **A203**, 561, 1973.
-