

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ И ОЛОВА

*В.М.Хвастунов, Н.Г.Афанасьев, В.Д.Афанасьев, И.С.Гулькаров,
А.С.Ожелецко, Г.А.Савицкий, А.А.Хожич, Н.Г.Шевченко*

Проведены измерения упругого рассеяния электронов с энергией 225 Мэв на изотопах Ni^{58,60,64} и Sn^{112,118} с целью изучения влияния нейтронов на распределение заряда. Выбор этих ядер обусловлен тем, что олово является магическим по протонам ($Z = 50$), а никель имеет полностью заполненную протонами подболочку $1f_{7/2}$ ($Z = 28$).

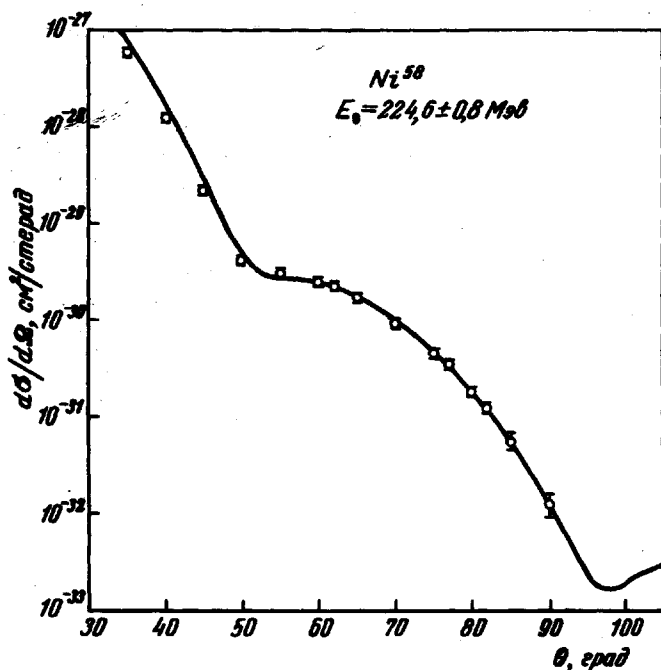


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на ядре Ni^{58} . Сплошная линия — наилучшая теоретическая кривая, рассчитанная по методу [2]. Подгонка проводилась для углов $\theta \geq 55^\circ$. У экспериментальных точек поставлены полные ошибки

Эксперимент выполнен на линейном ускорителе электронов ФТИ АН УССР. Экспериментальная установка была описана нами ранее [1]. Мишени представляют собой металлические фольги с изотопным обогащением для Ni^{58} — 96,8%; Ni^{60} — 95,1%; Ni^{64} — 90,3%; Sn^{112} — 80,6% и Sn^{118} — 96,1%. Толщины мишеней составляли для изотопов никеля $\sim 380 \text{ мг/см}^2$ и олова 251 мг/см^2 (около 0,03 радиационной

длины). Измерения проводились с последовательным чередованием мишеней для одного и того же угла.

Анализ экспериментальных данных проводился в рамках высокоэнергетического приближения с фермиевским распределением плотности заряда, которое имеет вид [2]:

$$\rho(r) = \rho_0 \{ 1 + \exp[4,4(r - c)/t] \}^{-1}.$$

Параметры c , t и R распределения заряда для модели Ферми в изотопах олова и никеля, γ – величина, характеризующая отклонение радиуса эквивалентного однородного распределения заряда R от закона $A^{1/3}$ при добавлении к ядру нейтронов

Ядра	$c, \text{ф}$	$t, \text{ф}$	$R, \text{ф}$
Ni ⁵⁸	4,140 ± 0,017	2,46 ± 0,02	4,940
Sn ¹¹²	5,375 ± 0,026	2,46 ± 0,045	6,009

	$\Delta c, \text{ф}$	$\Delta t, \text{ф}$	$\Delta R, \text{ф}$	γ
Ni ⁶⁰ – Ni ⁵⁸	0,062 ± 0,018	0,000 ± 0,023	0,051	0,88 ± 0,26
Ni ⁶⁴ – Ni ⁶⁰	0,044 ± 0,016	0,026 ± 0,020	0,055	0,51 ± 0,19
Ni ⁶⁴ – Ni ⁵⁸	0,095 ± 0,018	0,045 ± 0,021	0,106	0,62 ± 0,12
Sn ¹¹⁸ – Sn ¹¹²	0,021 ± 0,020	0,000 ± 0,030	0,019	0,18 ± 0,17

Из подгонки теоретических кривых к экспериментальным сечениям были получены параметры распределения заряда c и t для Ni⁵⁸ и Sn¹¹² (таблица). На рис.1 показано сравнение абсолютного экспериментального сечения для Ni⁵⁸ с теоретическим. Сравнение проводилось для углов $\theta \geq 55^\circ$, так как метод анализа имеет ограничения со стороны малых переданных импульсов.

Для того, чтобы заметить возможно меньшие отличия в параметрах распределения заряда, нами проводился анализ величины

$$D_{\text{эксп}}(\Delta C, \Delta t) = [\sigma_l - \sigma_h] / [\sigma_l + \sigma_h],$$

которая была получена из экспериментальных результатов, где σ_l — сечение на легком изотопе, σ_h — сечение на тяжелом изотопе того же элемента. К экспериментальным значениям $D_{\text{эксп}}$ подгонялись теоретические кривые, и параметры распределения заряда для тяжелого изотопа находились как $s + \Delta s$ и $t + \Delta t$, где s и t — параметры распределения заряда легкого изотопа.

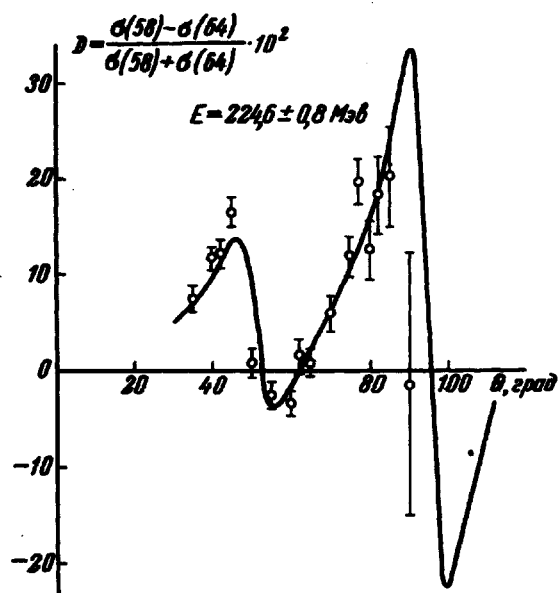


Рис. 2. Отношение сечений $D = [\sigma(58) - \sigma(64)] / [\sigma(58) + \sigma(64)]$ для изотопов Ni^{58} и Ni^{64} в зависимости от угла. Сплошная линия — наилучшая теоретическая кривая, рассчитанная по методу [2]. В обработке учитывались только статистические ошибки, которые и приведены на рисунке

На рис.2 показано $D_{\text{эксп}}$ для пары $\text{Ni}^{64} - \text{Ni}^{58}$. Сплошная линия — теоретическая кривая с наилучшими значениями величин Δs и Δt . Аналогичная обработка экспериментальных данных проведена для пар изотопов $\text{Ni}^{60} - \text{Ni}^{58}$, $\text{Ni}^{64} - \text{Ni}^{60}$, $\text{Sn}^{118} - \text{Sn}^{112}$. Полученные значения Δs и Δt даны в таблице. Положительные значения величин Δs

и Δr означают, что происходит увеличение радиуса полуспада плотности и толщины поверхности у тяжелого изотопа.

Имеющиеся точные измерения изотопических сдвигов для пары изотопов $Ni^{60} - Ni^{58}$ ($3,23 \pm 0,14$ кэв) [3] хорошо согласуются с расчетами, полученными из результатов нашего эксперимента ($3,6$ кэв).

Нами была вычислена $\gamma = 3A\delta R / R\delta A$, которая характеризует отклонение радиуса эквивалентного однородного распределения R от закона $R = r_0 A^{1/3}$ [4] при добавлении к ядру нейтронов. Из таблицы видно, что два нейтрона, добавляемые к Ni^{58} (эти нейтроны имеют орбитальный момент $\ell = 1$ и заполняют нейтронную подоболочку $2p_{3/2}$), увеличивают зарядовый радиус практически в соответствии с законом $A^{1/3}$ ($\gamma = 0,88 \pm 0,26 \approx 1$). Последующие 4 нейтрона, добавляемые к Ni^{60} (с орбитальным моментом $\ell = 3$, начинающие заполнять подоболочку $1f_{5/2}$) увеличивают зарядовый радиус значительно слабее, чем следует из закона $A^{1/3}$ ($\gamma = 0,51 \pm 0,19 \approx 0,5$). Возможным объяснением этого эффекта является предположение, что эти 4 нейтрона лишь часть времени (приблизительно половину) находятся в области, занимаемой протонами, а остальное время находятся на поверхности ядра.

Интересным является сравнение наших результатов по измерению зарядовых радиусов с результатами эксперимента по измерению радиусов взаимодействия протонов с изотопами никеля [5], в котором был получен для Ni^{58} радиус взаимодействия ($15,1 \pm 0,5$) ф, Ni^{62} — ($17,6 \pm 0,9$) ф и для Ni^{64} — ($17,6 \pm 0,9$) ф. В этом случае 2 нейтрона подоболочки $2p_{3/2}$ слабо влияют на радиус взаимодействия, зато последующие четыре нейтрона сильно изменяют его. Качественно согласовать эти два эксперимента можно, если предположить, что нейтроны подоболочки $1f_{5/2}$ располагаются на поверхности ядра, вне оболочки занимаемой протонами.

Согласно оболочечной модели при переходе от Sn^{112} к Sn^{118} добавочные 2 нейтрона с $\ell = 4$ заполняют нейтронную подоболочку $1g_{7/2}$, а остальные 4 с $\ell = 5$ начинают заполнять новую подоболочку $1h_{11/2}$. Наши результаты показывают, что эти 6 нейтронов, добавляемых к Sn^{112} , не оказывают существенного влияния на зарядовый радиус ($\gamma = 0,18 \pm 0,17 \approx 0$) и поэтому, вероятно, находятся большую часть времени на поверхности ядра.

Таким образом, мы замечаем явную корреляцию между изменением зарядового радиуса в изотопах и орбитальными моментами (или запол-

пением нейтронных подболочек) добавляемых нейтронов. Добавление нейтронов с малым орбитальным моментом (в случае никеля при этом происходит заполнение подболочки) приводит к увеличиванию зарядового радиуса приблизительно в соответствии с законом $A^{1/3}$, а добавление нейтронов с равным (в случае никеля) или большим угловым моментом (S_n) приводит к существенно меньшему увеличению зарядового радиуса.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
13 августа 1968 г.

Литература

- [1] Н.Г.Афанасьев, В.Д.Ковалев, А.С.Омелаенко, Г.А.Савицкий, В.М.Хвастунов, Н.Г.Шевченко. ЯФ, 5, 318, 1967.
- [2] И.Ж.Петков, В.К.Лукиянов, Ю.С.Поль. ЯФ, 4, 57, 1966.
- [3] R.D.Ehrlich, D.Fryberger, D.A.Jensen, C.Nissim-Sabat, R.J.Powers, V.L.Telegdi, C.K.Hargrove. Phys. Rev. Lett., 18, 959, 1967.
- [4] L.R.V.Elton. Nuclear sizes (Oxford University Press, 1961).
- [5] В.Я.Головня, А.П.Ключарев, Б.Л.Шиляев, Н.А.Шляхов. ЯФ, 1, 48, 1965.