

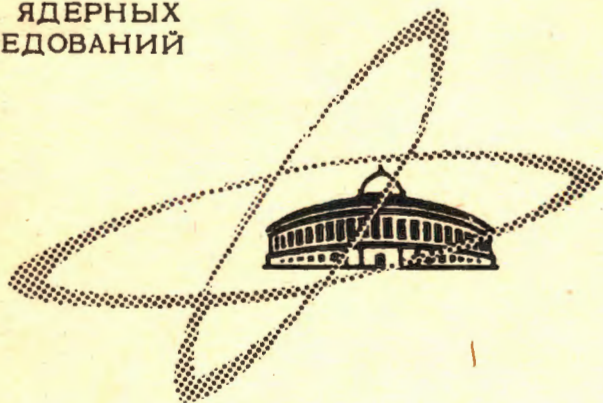
A-465

МстбР, тема в ред.,  
1966, т. 4, в. 5, с. 196-20

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2764



Ю.А. Александров, Г.С. Самосват,  
Ж. Сэрэтэр, Цой Ген Сор

РАССЕЯНИЕ КИЛОВОЛЬТНЫХ НЕЙТРОНОВ  
СВИНЦОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ  
НЕЙТРОНА

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

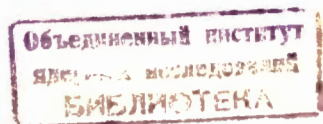
1966

P - 2764

Ю.А. Александров, Г.С. Самосват,  
Ж. Сэрэтэр, Цой Ген Сор

РАССЕЯНИЕ КИЛОВОЛЬТНЫХ НЕЙТРОНОВ  
СВИНЦОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ  
НЕЙТРОНА

Направлено в ЖЭТФ



Экспериментальное определение коэффициентов поляризуемости нуклонов дает очень полезную информацию, связанную с их внутренней структурой. В работе<sup>/1/</sup> получено значение коэффициента электрической поляризуемости протона  $\alpha_p = (0,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ . Измерение соответствующей величины  $\alpha_n$  для нейтрона до сих пор не сделано. Трудности, возникающие на этом пути, настолько значительны, что пока речь может идти лишь об ее экспериментальных оценках. Такие оценки делались в ряде работ<sup>/2-6/</sup>. До недавнего времени наилучшей была оценка  $\alpha_n < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ <sup>/4/</sup>, полученная в результате анализа данных по рассеянию нейтронов с энергиями выше 50 кэВ. В работе<sup>/6/</sup> были приведены предварительные результаты по рассеянию на свинце при более низких энергиях нейтронов до 7,5 кэВ. Они указывали на возможность существенно снизить оценку, полученную в работе<sup>/4/</sup>. В настоящей заметке приводятся результаты аналогичных, более тщательных опытов.

В процессе рассеяния электрическая поляризуемость может проявляться в том, что к чисто ядерному взаимодействию добавляется взаимодействие наведенного у нейтрона электрического дипольного момента  $\vec{p} = \alpha_n \vec{E}$  с кулоновским полем ядра  $\vec{E}$ . Это взаимодействие описывается потенциалом вида  $\alpha_n Z^2 e^2 / 2r^4$  где  $Z$  - атомный номер ядра,  $e$  - заряд электрона. Амплитуда соответствующего "поляризационного" рассеяния, рассчитанная в борновском приближении<sup>/7/</sup>, при разумных значениях  $\alpha_n$  оказывается много меньше ядерной, и на опыте ищется эффект интерференции "поляризационного" рассеяния с ядерным потенциальным рассеянием.

Если представить дифференциальное сечение рассеяния в виде

$$\sigma(\vartheta) = \frac{\sigma_0}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{l=1}^{\infty} \omega_l P_l(\cos\vartheta) \right], \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  - полное сечение потенциального рассеяния, и воспользоваться известным приближенным соотношением для фаз рассеяния на короткодействующем потенциале ядра

$$\delta_l \sim (KR)^{2l+1},$$

где  $K$  - волновое число нейтрона, а  $R$  - радиус ядра, то можно легко убедиться, что в случае чисто ядерного взаимодействия коэффициент  $\omega_l$  оказывается линейной функцией энергии нейтрона  $E$ . При учете интерференции ядерного рассеяния с "поляризационным" в  $\omega_l$  появляется член, пропорциональный  $K$ , так что

$$\omega_1 = aE + bE^{1/2}, \quad (2)$$

а для константы  $b$  получается следующее выражение:

$$b = -2,5 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{m^{3/2} e^2 \alpha_n Z^2}{\hbar^3 \sigma_0^{1/2}}, \quad (3)$$

если энергию  $E$  в (2) выразить в килоэлектронвольтах ( $m$  - масса нейтрона). Знак минус в выражении (3) отражает собой факт, что реальная часть амплитуды ядерного рассеяния в рассматриваемом случае отрицательна.

Такой анализ был проведен для рассеяния нейтронов с энергиями в диапазоне 50-300 кэВ на ядрах урана и привел к указанной выше оценке  $\alpha_n^{1/4}$ . В настоящей работе в качестве рассеивателя был выбран свинец, который удобен тем, что в изученной области энергий до 28 кэВ он не имеет сильных нейтронных резонансов, и это предохраняет от неопределенности анализа, связанной с пренебрежением роли резонансов. Выбранная область энергий также более удобна, поскольку в ней нелинейная зависимость  $\omega_1$  от  $E$  (формула (2)) сказывается намного заметнее.

Измерения были выполнены на импульсном реакторе Объединенного института ядерных исследований<sup>/8/</sup> методом времени пролета на базе 250 м с энергетическим разрешением, меняющимся от 20% при 1 кэВ до  $\approx 100\%$  при 28 кэВ. Значение эффективной энергии в каждой точке находилось путем численного интегрирования с учетом функции разрешения, спектра нейтронов и энергетической чувствительности детекторов. В качестве детекторов использовались пропорциональные борные счетчики типа СНМО-5 в количестве 180 шт. Интенсивность нейтронов, рассеиваемых полым свинцовым цилиндром диаметром 10 см и толщиной стенки 1 см, измерялась одновременно при всех энергиях и 9 значениях угла рассеяния от 30 до 150°.

Полученные угловые распределения, предварительно нормированные на распределение со средней энергией  $E_0 = 0,25$  кэВ, аппроксимировались по формуле

$$y(\vartheta) = c(1 + \omega_1 \cos \vartheta),$$

поскольку в нашем случае члены более высокого порядка по  $\cos \vartheta$  в разложении (1) не существенны. Вычисленные значения  $\omega_1$  для 11 энергий нейтронов представлены на рис. 1.

Дальнейшая обработка результатов состояла в представлении  $\omega_1$  в виде

$$\omega_1 = a(E - E_0) + b(E^{1/2} - E_0^{1/2}) \quad (4)$$

и определения коэффициентов  $a$  и  $b$ . Расчеты методом наименьших квадратов (который применялся также и при определении  $\omega_1$ ) дали следующий результат:

$$a = (1,81 \pm 0,42) \cdot 10^{-3}, \quad b = (-0,07 \pm 1,86) \cdot 10^{-3}, \text{ откуда по формуле (3) имеем для } \alpha_n:$$

$$\alpha_n = (0,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Более точная оценка поляризуемости получается при совместной обработке наших данных и данных Лангсдорфа и др., опубликованных в<sup>/8/</sup>, по рассеянию на свинце в интервале 50–160 кэв. Такая обработка дает  $a = (1,82 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$  и  $b = (-0,15 \pm 1,16) \cdot 10^{-3}$ , откуда  $\alpha_n = (0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$  (см. рис. 2).

Таким образом, можно утверждать, что с вероятностью  $\approx 68\%$  величина  $\alpha_n$  лежит в пределах:

$$-4,7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 < \alpha_n < 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3,$$

которые по порядку величины близки к теоретически ожидаемой величине  $(1-2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$  (ссылки на литературу указаны в препринте<sup>/8/</sup>).

Авторы благодарны Ф.Л.Шапиро за внимание к работе и полезные обсуждения, а также А.А. Лошкарёву за помощь в измерениях.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.И. Гольдманский, О.А. Карпунин, А.В. Купенко, В.В. Павловская. ЖЭТФ, 33, 1965 (1960).
2. Ю.А. Александров, ЖЭТФ, 33, 294 (1957).
3. M.Walt, D.B.Fossan. Phys.Rev., 137, B 629 (1965).
4. R.M.Thaler. Phys.Rev., 114, 827 (1959).
5. A.J.Elwyn, J.E.Monahan, R.O.Lane, A.Langsdorf Jr. F.P.Mooring. Phys.Rev., 142, 758 (1966).
6. Ю.А. Александров, Д.Дорчоман, Ж. Сэрэтэр, Г.С. Самосват, Цой Ген Сор. Программа и тезисы докладов XV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Минск, 28 января – 2 февраля 1965 г., стр. 83; Ю.А. Александров, Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ, Р-2485, Дубна, 1965.
7. В.С. Барашенков, И.П. Стаханов, Ю.А. Александров. ЖЭТФ, 32, 154 (1957).
8. M.D.Goldberg, V.M.May, J.R.Stehn. BNL- 400.Second edition. v. II, 1962.
9. Б.Н. Бунин, И.М. Матора, С.К. Николаев, Л.Б. Пихельнер, И.М. Франк, Е.П. Шабалин, Ф.Л. Шапиро, Ю.С. Язвickий. Доклад на III международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, 28/P/324, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 мая 1966 г.

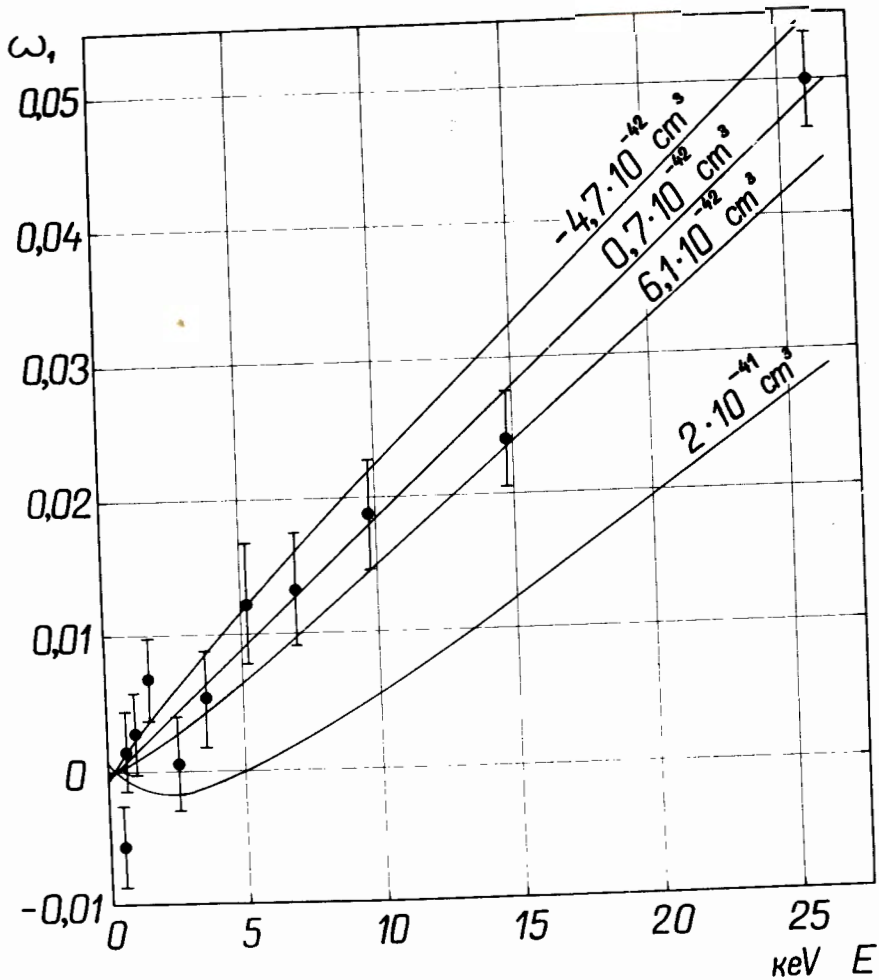


Рис. 1. Коэффициенты  $\omega_1$  для разных энергий нейтронов. Указанные ошибки - статистические. Кривые рассчитаны по формуле (4) при фиксированном  $a = 1,91 \cdot 10^{-3}$  и указанных значениях  $d_n$ .

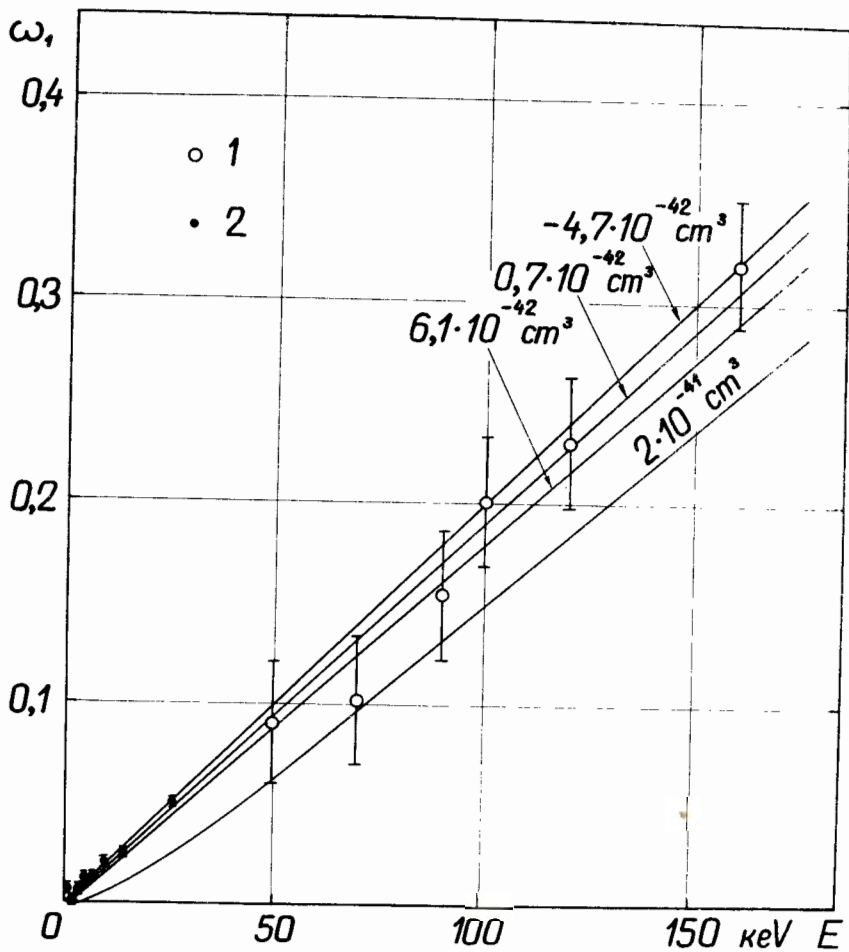


Рис. 2. То же, что и рис. 1. Точки 1 - данные, полученные из <sup>/8/</sup>, точки 2 - наши данные.