

C-176

10/x-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 4724



Г.С.Самосват

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1-40 КЭВ

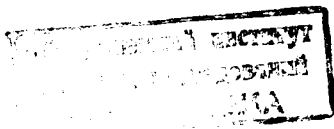
1969

РЗ - 4724

Г.С.Самосват

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1-40 КЭВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



8067/2 чф

1. В в е д е н и е

Угловые распределения упругого рассеяния нейтронов ядрами интенсивно исследовались в диапазоне энергий от сотен килоэлектронвольт и выше и к настоящему времени известны практически для всех элементов /1,2/. Лишь в небольшом числе работ /3-6/ нижней границей энергии нейтронов были десятки килоэлектронвольт. При таких и более низких энергиях основной вклад в рассеяние вносит нейтронная s -волна, и только небольшая примесь p -волны обуславливает сравнительно слабую анизотропию дифференциального сечения рассеяния $\sigma_s(\theta)$, взятого в системе центра масс. Это означает, что в разложении сечения по полиномам Лежандра

$$\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} \left[1 + \sum_{\ell=1}^{\infty} \omega_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \right] \quad (1)$$

(σ_s - интегральное сечение рассеяния) заметно отличны от нуля только коэффициенты ω_1 и ω_2 и угловая зависимость сечения очень проста.

Тем не менее, систематическое исследование анизотропии рассеяния для разных ядер и зависимости ее от энергии нейтронов может да-

вать ценную информацию как о свойствах ядер, так и о свойствах нейтрона. В частности, здесь могут проявиться всякого рода эффекты дальдействия между нейтроном и ядром. Так, из угловых распределений килоэлектронвольтных нейтронов, рассеиваемых на ядрах с большим Z , были получены верхние оценки коэффициента электрической поляризуемости нейтрона /7,8/.

В настоящей работе приводятся результаты измерений в области энергий до 40 кэв и их теоретический анализ для ряда элементов среднего и тяжелого атомного веса. Методика измерений, математическая обработка полученных данных и некоторые вопросы теоретического анализа результатов более подробно описаны в работе /9/.

2. Измерения и результаты

Измерения производились методом времени пролета на 250-метровой базе импульсного реактора ОИЯИ с разрешением $\approx 0,24$ мксек/м. Измерительная установка изображена на рис. 1. Рассеянные образцом нейтроны одновременно регистрировались при девяти углах от 30° до 150° батареями пропорциональных счетчиков, содержащих газ $^{10}\text{BF}_3$. Вес рассеивателей колебался в пределах 1,6+6,6 кг, а их средняя толщина в направлении пучка - в пределах 0,1+1,2 длины свободного пробега нейтронов. Сигналы от детекторов после усиления и дискриминации кодировались специальным электронным устройством /10/ согласно углу рассеяния и записывались в памяти 1024-канального анализатора импульсов.

Учет фона осуществлялся путем чередования измерений с образцом в пучке и вне пучка, что, как оказалось, было достаточно точным. Для перехода от наблюдаемых угловых распределений к распределениям, пропорциональным дифференциальным сечениям рассеяния, полученные данные

подвергались довольно громоздкой обработке. Исправлялись искажения, возникавшие в результате 1) изменения энергии нейтронов при рассеянии, 2) небольшого различия спектральных чувствительностей у разных детекторов, 3) значительной толщины рассеивателей и эффекта самоэкранировки из-за многократного рассеяния и поглощения нейтронов (при этом учитывалась резонансная структура сечений). Для уменьшения роли перечисленных поправок и устранения влияния изменений эффективности регистрации нейтронов с углом и со временем распределения при всех энергиях нормировались на распределение при низкой энергии 0,4 - 1,2 кэв. Результаты обрабатывались в диапазоне времен пролета 96-944 мксек, который разбивался на 11 энергетических интервалов. Эффективная энергия каждого интервала вычислялась путем численного интегрирования с учетом функции разрешения, спектра нейтронов и энергетической чувствительности детекторов. Из полученных угловых зависимостей рассеяния с помощью метода наименьших квадратов находились экспериментальные значения коэффициентов ω_1 и ω_2 в разложении (1) без определения абсолютных значений сечения.

Оказалось, что представляют интерес только значения коэффициентов ω_1 , т.е. величины асимметрии рассеяния вперед-назад. Что же касается ω_2 , то их значения, как правило, малы и выходят за пределы погрешностей измерения лишь для одного-двух высокоэнергетических интервалов. Измеренные величины ω_1 (относительно системы центра масс) как функции энергии нейтронов (в лабораторной системе) представлены на рис. 2. Видно, что они имеют тенденцию линейно возрастать с энергией у всех элементов, кроме La и, возможно, Sr. Пропорциональность ω_1 энергии нейтронов E демонстрируется на рисунке прямыми, проходящими через энергию нормировочного интервала и полученными методом наименьших квадратов.

Скорость возрастания ω_1 с ростом E , характеризующаяся производной $d\omega_1/dE$ для большинства ядер оказывается константой, равной ω_1/E . Экспериментальные значения этой константы приведены на рис. 3 в зависимости от массы ядра A (темные точки) ^{x/}. Там же светлыми точками показаны оценки ω_1/E , полученные нами из данных Лангсдорфа и др. при $E \geq 30-60$ кэв, которые собраны в ^{/1/}.

3. Общие закономерности асимметрии рассеяния

Асимметрия рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов ω_1 определяется интерференцией между s - и p -волнами. Первую закономерность асимметрии, пропорциональность энергии, легко понять в случае чисто потенциального рассеяния, когда

$$\sigma_s(\theta) = \frac{1}{k^2} [\sin^2 \delta_0 + 6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) P_1(\cos \theta) + 6 \sin^2 \delta_1 P_2(\cos \theta)], \quad (2)$$

где k - волновое число нейтрона, δ_0 и δ_1 - действительные фазы рассеяния, а вклад высших орбитальных моментов не учитывается. Указанной интерференции отвечает второе слагаемое в правой части (2). Его максимальное значение при $\theta = 0$, отнесенное к первому изотропному члену, и есть интересующая нас асимметрия ω_1 , т.е.

$$\omega_1 = \frac{6 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1)}{\sin \delta_0} \approx 6 \frac{\delta_1}{\delta_0}, \quad (3)$$

где последнее равенство осуществляется при условии $\delta_0, \delta_1 \ll 1$. Известно, что при таком же условии в случае потенциала в виде ямы

^{x/} Результат для свинца при $A \approx 207$ взят из работы ^{/8/}.

$$\delta_l = - \frac{(\bar{k}\bar{R})^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2} C, \quad (4)$$

где константа $C=1$ зависит только от конкретной формы потенциала, а \bar{R} - его некоторый эффективный радиус. Подставляя выражения для фаз из (4) в (3), находим, что

$$\omega_1 \approx \frac{2}{3} (\bar{k}\bar{R})^2 = \frac{4m}{3\hbar^2} \bar{R}^2 E \quad (5)$$

(m - масса нейтрона). Таким образом, при потенциальном рассеянии в случае $k\bar{R} \ll 1$ величина ω_1/E должна быть константой, характеризующей данное ядро.

Из соотношения (5) очень грубо можно получить также вторую закономерность асимметрии - ее изменение от ядра к ядру. отождествим эффективную величину \bar{R} с радиусом ядра, например, в виде $R = 1,25 A^{1/3}$ ф, тогда, подставляя в (5) числа, получим:

$$\frac{\omega_1}{E} = 0,0504 A^{2/3} (\text{Мэв}^{-1}).$$

Эта монотонная зависимость (см. пунктирную кривую на рис. 3) дает только правильный порядок величины ω_1/E , но не передает ее вариаций с изменением A . В последних, очевидно, проявляется волновой характер процесса рассеяния, и они связаны с изменяющимся соотношением между размерами ядра и длиной волны нейтрона в ядерном веществе. Поэтому интересно сравнить вырисовывающуюся в эксперименте более сложную закономерность с предсказаниями оптической модели ядра, решив задачу об определении $\omega_1(E, A)$ точно.

В пользу применимости оптической модели к рассматриваемому случаю можно сказать следующее. С одной стороны, ширины исследован-

ных нами энергетических интервалов были достаточными, чтобы происходило усреднение рассеяния по многим резонансам. С другой стороны, как показано в [9], при сопоставлении экспериментальных значений ω_1 с рассчитываемыми из оптической модели нет необходимости прибегать к учету вклада в ω_1 со стороны составного ядра. Путем усреднения брайт-вигнеровских выражений по энергии и притяжения экспериментальных данных по средним нейтронным параметрам ядер было получено, что максимальный вклад резонансов в ω_1 имеет место для Те и составляет примерно 30% от доли потенциального рассеяния при энергии 40 кэв. Однако и этот небольшой вклад существенно ослабляется эффектом блокировки резонансов в толстом рассеивателе, что было установлено дополнительным измерением с установкой в пучок теллурического фильтра толщиной 0,045 ядер/барн (ср. темные и светлые точки для Те на рис. 2). Таким образом, мы вправе потребовать от оптической модели непосредственного описания наблюдаемой асимметрии ω_1 , как и других величин, традиционных для этой модели.

Расчеты производились со сферическим потенциалом стандартной формы:

$$U(r) = -V_0 f(r) - iW_0 g(r) + V_{s0} \left(\frac{\hbar}{m\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \vec{\sigma} \vec{\ell},$$

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(-\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}, \quad g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R-c}{b}\right)^2\right], \quad R = r_0 A^{1/3}. \quad (6)$$

Наилучшие значения всех семи параметров находились по методу наименьших квадратов с помощью специальной программы, в которой в процессе итераций параметры автоматически подгонялись так, чтобы получить минимум функционала

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\phi_i - F_i}{\sigma_i}\right)^2$$

где ϕ_i - экспериментальная величина, σ_i - ее ошибка, F_i - рассчитанная величина. Интересующая нас величина ω_1/E определялась из элементов матрицы оптического рассеяния $\eta_{\ell j}$ по формуле

$$\frac{\omega_1}{E} = \frac{2}{E} \cdot \frac{(1 - \text{Re} \eta_{0, 1/2})(3 - 2\text{Re} \eta_{1, 3/2} - \text{Re} \eta_{1, 1/2}) + \text{Im} \eta_{0, 1/2}(2\text{Im} \eta_{1, 3/2} + \text{Im} \eta_{1, 1/2})}{|1 - \eta_{0, 1/2}|^2}, \quad (7)$$

в которой учтено, что вклад парциальных волн с $\ell > 1$ и членов, содержащих $\eta_{1, 3/2} - \eta_{1, 1/2}$, при рассматриваемых энергиях ничтожен.

Поскольку имеет смысл только потенциал, не противоречащий другим имеющимся опытным данным, мы использовали в качестве экспериментальных точек также взятые из различных источников значения силовых функций S_0 , радиусов потенциального рассеяния R' и полных сечений $\bar{\sigma}_t$. Величины $\bar{\sigma}_t$ брались при энергии 40 кэв, а S_0, R' и ω_1/E были отнесены в значительной степени произвольно к энергиям 0,4; 5 и 40 кэв соответственно.

Сначала был определен набор параметров потенциала I (см. табл. 1), когда в машину вводилась информация только о 17 "типичных" значениях S_0, R' и $21 - \bar{\sigma}_t$ в диапазоне $A = 50 + 240$ (в начале подгонки параметры варьировались группами до 5 штук, а в конце - по одному). Затем при использовании только данных об ω_1/E (28 экспериментальных точек) каждый параметр из набора I варьировался индивидуально, что привело к потенциалу II.

Сравнение расчетных величин со всеми известными нам экспериментальными демонстрируется на рис. 3 и 4. Там же показаны кривые M, которые были рассчитаны с популярным потенциалом Молдауэра [11] (он также представлен в табл. 1). Из рассмотрения рисунков и данных табл. 2 видно, что потенциал II удовлетворительно описывает результаты измерений ω_1/E , качественно передавая основные особенности поведения этой величины в зависимости от массы ядра, и что все три

рассмотренных варианта потенциала описывают всю совокупность приведенных данных примерно с одинаковым успехом. Таким образом, можно сделать вывод о применимости оптической модели к предсказыванию асимметрии рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов, по крайней мере в общих чертах. Представляет интерес дополнить полученные данные об ω_1 в области $A \approx 140-170$, чтобы выяснить влияние деформации ядра на асимметрию рассеяния и сравнить результаты с предсказаниями несферической оптической модели.

4. Об аномальной асимметрии рассеяния

Будем называть знак асимметрии, соответствующий случаю $\omega_1 < 0$, и знаки всех величин, которые могут быть ответственными за этот случай, аномальными. Свойством $\omega < 0$, как видно из рис. 2, явно обладает лишь рассеяние на лантане. Возможные объяснения аномалии асимметрии влекут за собой существенные следствия, касающиеся целого круга других явлений, и этот вопрос представляется интересным и с теоретической, и с экспериментальной точки зрения. Ниже в очень сжатой форме изложены основные пункты рассмотрения этого вопроса.

1) О знаках амплитуд рассеяния

Если под амплитудой рассеяния подразумевать ее не зависящую от угла часть (для потенциального рассеяния это $\frac{2\ell+1}{k}(\sin \delta_\ell \cos \delta_\ell + i \sin^2 \delta_\ell)$) и пренебречь малыми мнимыми частями амплитуд, то факт $\omega_1 < 0$ означает, что амплитуды в s - и p -состояниях имеют разные знаки (при потенциальном рассеянии должны быть разного знака фазы δ_0 и δ_1 в соответствии с (3)). Известно, что вопрос о знаках амплитуд рассеяния связан с существованием у системы сталкивающихся частиц стационарных и распадающихся состояний, так как всякое состояние порождает полюс S -матрицы при комплексной энергии $E_0 - i \frac{\Gamma}{2}$, где E_0 - энергия соответствующего уровня, а Γ - его полная ширина. В случае изолированного уровня элемент матрицы для упругого рассеяния может быть записан в виде

$$S_{\ell s}^J = \bar{S}_{\ell s}^J \left(1 - i \frac{\Gamma_0 \ell}{E - E_0 + i \Gamma/2} \right), \quad (8)$$

где \bar{S} обозначает S -матрицу в отсутствие уровня, ℓ , s , J - соответственно орбитальный, спиновый и полный моменты рассматриваемого канала, а $\Gamma_0 \ell$ - "упругую" ширину уровня. Характеристики полюса определяются конкретной физической природой состояния.

2) Состояние составного ядра

Возбуждаемые при ядерных столкновениях уровни составного ядра проявляются в виде узких резонансов сечений с шириной $\Gamma \approx 0,1-10^4$ эв. Для расчета амплитуд и сечений рассеяния в выражение (8) нужно подставить ширины и квантовые числа уровней и $\bar{S}_\ell = \exp(2i\delta_\ell)$.

Можно указать на два типа случаев, когда состояние составного ядра обуславливает аномальный положительный знак нейтронной амплитуды рассеяния: 1) для ряда элементов отрицательна когерентная длина рассеяния тепловых нейтронов (по определению, длина рассеяния обратна по знаку амплитуде), 2) у ядер Na , Mg , Si , Ca и др. наблюдалась отрицательная асимметрия ω_1 рассеяния нейтронов при энергиях 30-60 кэв^{4,6/}. В первом случае аномалия вызывается ближайшими s -резонансами, а во втором - она может быть объяснена аномальным положительным знаком p -амплитуды из-за присутствия сильных p -резонансов с $E_0 \approx 50-150$ кэв и $\Gamma \approx 1-10$ кэв у основных изотопов указанных элементов. Аномальное же рассеяние на лантане невозможно

объяснить резонансами, ибо у лантана они слишком узки и часты.

3) Одночастичное состояние

Одночастичные состояния ответственны за широкие максимумы нейтронных сечений и других величин в зависимости от энергии нейтрона или массы ядра с характерной шириной $\Delta E \approx 2$ Мэв или $\Delta A \approx 20$. S -матрица, которую теперь следует рассматривать как результат усреднения по состояниям составного ядра, имеет ту же форму (8) и может вычисляться в оптической модели, где мы обозначали ее через η .

Расчеты с потенциалом (6) показывают, что при уменьшении мнимой части потенциала (т.е. при сужении полюсов S -матрицы) у парциальных амплитуд рассеяния (точнее, у их реальных частей) на шкале A появляются узкие области аномальных положительных значений. Реальная часть каждой ℓ -амплитуды дважды проходит через нуль: когда ℓ -рассеяние минимально (ядерный аналог эффекта Рамзауэра) и когда в потенциальной яме (6) появляется ℓ -уровень при энергии $E^{x/}$. В областях A , ограниченных такими нулями s - и p -амплитуд, и реализуется $\omega_1 < 0$. В частности, для s -волны одна из этих областей расположена при таких A , что $KR \approx \frac{7}{2}\pi$, где K -волновое число нейтронов внутри ядра. Это соответствует гигантскому $4s$ -резонансу, вблизи которого находится ^{139}La .

Для получения требуемой экспериментом зависимости $\omega_1(E)$ проводилась подгонка потенциала (6) к 10 значениям ω_1 для La (рис.2) и величинам $S_0 = (0,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$ /12/, $R' = (4,9 \pm 0,5)$ ф /13/, $\sigma_t^- (40 \text{ кэв}) = (4,7 \pm 1,0)$ барн /14/ с помощью упомянутой в разделе 3 специальной программы. Полученные потенциалы III (поверхностное поглощение) и IV (объемное поглощение) дают совершенно одинаковые результаты (см. табл. 1 и рис. 5): похожую на экспериментальную $x/$ Для простоты спин-орбитальное взаимодействие в этом рассуждении не учитывается.

зависимость $\omega_1(E)$ (кривая III, IV), правильный эффект составного ядра - S_0 , но практически выключают s -рассеяние (получается, что $4\pi R'^2 \approx 0,06$ б). Искусственное увеличение веса величин $S_0, R', \bar{\sigma}_t$ путем уменьшения их ошибок до 0,01 соответствующей единицы привело к потенциалам V и VI, которые точно предсказывают всю тройку $S_0, R', \bar{\sigma}_t$. Разница между ними состоит в том, что потенциал V составляет рассеяние аномальным (но с линейной зависимостью $\omega_1(E)$), а потенциал VI дает также линейное $\omega_1 > 0$ $x/$.

В пользу реальности потенциала с уменьшенной мнимой частью для лантана говорит то, что лантан - практически моноизотопный элемент, а ядро ^{139}La имеет замкнутую нейтронную оболочку $1h_{11/2}(N=82)$, что должно отражаться в уменьшенной вероятности поглощения нейтронов. Так, в работе /15/, где для многих ядер потенциал подгонялся под измеренное $\sigma_s(\theta)$ при $E \approx 1$ Мэв индивидуально для каждого ядра, получено, что для ядер с магическими числами нейтронов $^{52}\text{Cr}, ^{139}\text{La}, ^{140}\text{Ce}, ^{141}\text{Pr}$ и ^{208}Pb параметр $W_0 \approx 2$ Мэв, тогда как у соседних ядер он равен 7-10 Мэв. Для более медленных нейтронов W_0 , вероятно, еще меньше. Однако любой из потенциалов III-V приводит к особенностям и других величин для лантана. Например, в этих потенциалах $4s$ -максимум полного сечения получается более острым и смещенным к энергии ≈ 1 Мэв, что не похоже на широкий экспериментальный максимум при $E \approx 2$ Мэв. Далее, аномальный знак амплитуды потенциального s -рассеяния должен вызывать обратную обычной картину интерференции с резонансной s -амплитудой, что проявляется в асимметрии резонансных пиков полного сечения. По крайней мере для резонансов 72,3 эв и 1182 эв, имеющих спин 3^+ /13,16/, в работе /16/ наблюдалась интерференция обычного вида, поэтому остается предположить, что s -амплитуда аномальна только в спиновом состоянии 4^+ . Это предположение - довольно фундаментального характера, ибо означает $x/$ При получении набора Y1 всем экспериментальным ω_1 был приписан положительный знак.

существование заметного спин-спинового взаимодействия между нейтроном и многонуклонным ядром. Известно /17-19/, что прямые поиски такого взаимодействия быстрых поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами ^{165}No и ^{59}Co дали пока отрицательный результат. Правда, для соответствующей части оптического потенциала дается неопределенность порядка 1 Мэв, которая может оказаться достаточной, чтобы, скажем, в потенциале III превратить нормальное рассеяние в аномальное и наоборот.

4) Входное состояние

По сравнению с двумя рассмотренными типами состояний промежуточными свойствами обладают входные состояния (библиографию см. в /20/), которые обычно рассматриваются как 3-, 5-, . . . , $(2n+1)$ -квaziчастичные состояния. Если одно из них существует $\approx 10^{-20}$ сек, распадаясь во входной канал или превращаясь в одно из состояний составного ядра, то оно порождает особенность S-матрицы той же формы (8), но промежуточной ширины ($\Gamma \approx 100$ кэв).

В расчетах в качестве "фоновой" матрицы \bar{S} бралась матрица η в потенциале II (но с $V_{S0} = 0$), а упругой ширине $\Gamma_{0\ell} = \Gamma^\dagger$ приписывалась присущая ей энергетическая зависимость, так что

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ell+1/2}, \quad \Gamma^\dagger = \Gamma_0^\dagger - \Gamma_0^\dagger + \Gamma^\dagger,$$

где Γ_0 и Γ_0^\dagger - константы, взятые при $E = E_0$. Поскольку входное состояние должно характеризоваться определенными значениями спина

J_0 и четности, полюс имеют лишь элементы матрицы с соответствующими ℓ, s, J , а остальные элементы совпадают с η_ℓ . В результате

$$\omega_1 = 6 \frac{(1-g)[(1-\text{Re}\eta_\ell)(1-\text{Re}\eta_{\ell'}) + \text{Im}\eta_\ell \text{Im}\eta_{\ell'}] + g[(1-\text{Re}S_\ell)(1-\text{Re}\eta_{\ell'}) + \text{Im}S_\ell \text{Im}\eta_{\ell'}]}{(1-g)(2\ell+1)|1-\eta_\ell|^2 + g(2\ell+1)|1-S_\ell|^2 + (2\ell'+1)|1-\eta_{\ell'}|^2}, \quad (9)$$

а, например,

$$S_\ell = \frac{1}{2\pi v_\ell \sqrt{E}} [(1-g)(1-|\eta_\ell|^2) + g(1-|S_\ell|^2)], \quad (10)$$

где $g = (2J_0+1)/2(2I+1)(2\ell+1)$. В выражениях $x/$ (9) и (10) для входного s-состояния $\ell = 0, \ell' = 1$, а для p-состояния $\ell = 1, \ell' = 0$; факторы центробежного барьера - обычные: $v_0 = 1, v_1 = (kR)^2/[1+(kR)^2]$.

Было просчитано большое число вариантов, в которых параметры $E_0, \Gamma_0, \Gamma_0^\dagger$ входных s- и p-состояний менялись в пределах $\approx 20-500$ кэв. Среди них не нашлось ни одного удовлетворительного с $\ell = 0$: ω_1 получалось либо положительным, либо отрицательным, но с линейной зависимостью $\omega_1(E)$ (подобно линии V на рис. 5), либо имело отрицательный минимум с глубиной не ниже $-0,05$. Примеры вариантов состояния с $\ell = 1$, дающего более подходящие зависимости $\omega_1(E)$, показаны в табл. 3 и на рис. 6. Варианты 1-3 отобраны из однократно сосчитанных, а 4-10 - получены подгонкой параметров по методу наименьших квадратов. Нереальный случай с $g = 1$ (вариант 10, "все" спины) включен в рассмотрение в иллюстративных целях, а варианты 8 и 9 отличаются от 5 и 6 тем, что в них предполагаются равные вклады каналов со спинами $s = I \pm 1/2$ в образование входных состояний с $J_0 = 3^-$ и 4^- (значения g удвоены).

Главной особенностью, обусловливаемой входным p-состоянием, является необычайно большая доля взаимодействующей p-волны, которая проявляется и в потенциальном рассеянии, и в образовании p-уровней составного ядра со спином J_0 . Из табл. 3 видно, что пред-

$x/$ Формула (9) отличается от (7) также пренебрежением спин-орбитальным взаимодействием и учетом в знаменателе квадратов обеих парциальных амплитуд. В левой части (10) S_ℓ обозначает силовую функцию, а в правой - элемент матрицы.

сказываемые значения S_1 , R' и σ_t^- существенно больше известных экспериментальных. Однако безоговорочно отвергнуть рассматриваемую гипотезу нет достаточных оснований из-за неполноты экспериментальных данных. Например, R' и S_1 получались в предположении их независимости от энергии, тогда как в случае входного состояния у них появляется энергетическая зависимость в виде максимума с шириной порядка Γ .

5) Выводы

Резюмируя анализ возможностей аномального рассеяния нейтронов с $\omega_1 < 0$, можно сделать следующие выводы:

1. Обе предложенные гипотезы (оптический потенциал с уменьшенной мнимостью и входное состояние), которые характеризуются полюсом S -матрицы промежуточной ширины ≈ 100 кэВ, дают качественное объяснение возникновения отрицательной асимметрии рассеяния на лантане.

2. Главное возражение против этих гипотез состоит не столько в неточной передаче зависимости $\omega_1(E)$, сколько в некоторых противоречиях с имеющимися экспериментальными фактами о ядрах лантана.

Возможно, что энергетический ход ω_1 удалось бы воспроизвести, например, с помощью комбинации двух оптических потенциалов или двух входных состояний, отвечающих различным спиновым состояниям.

3. Для разрешения проблемы необходимы дальнейшие исследования как самой асимметрии рассеяния, так и других нейтронных характеристик лантана. Было бы интересным также распространить эти исследования на 6 других стабильных ядер, содержащих 82 нейтрона.

Автор выражает глубокую благодарность участнику начальных этапов этой работы Ю.А. Александрову, а также Ф.Л. Шапиро за постоян-

ное внимание к работе и плодотворные советы, Ю.И. Фенину, М.Н. Николаеву и А.М. Балагурову за полезные беседы, Н.Ю. Шириковой и И.И. Шелонцеву за многочисленные консультации при расчетах на ЭВМ, Б.Е. Журавлеву и Г.Н. Зимину за обеспечение работы электроники, А.А. Лошкарёву за большую техническую помощь.

Л и т е р а т у р а

1. M.D.Goldberg, V.W.May, J.R.Stehn. BNL-400, 1962.
2. И.В. Гордеев, Д.А. Кардашев, А.В. Малышев. Ядерно-физические константы. Атомиздат, 1963.
3. V.D.Allen, A.T.G.Ferguson. Proc.Phys.Soc., A68, 940 (1955).
4. A.Langsdorf, Jr.R.O.Lane, J.E.Monahan. Phys.Rev., 107,1077(1957).
5. R.C.Block, W.Haeberli, H.W.Newson. Phys.Rev., 109,1620 (1958).
6. R.O.Lane, A.S.Langsdorf, Jr., J.E.Monahan, A.J.Elwyn. Ann.Phys., (N.Y.), 12, 135 (1961).
7. R.M.Thaler. Phys. Rev., 114, 827 (1959).
8. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват, Ж. Сэрээтэр, Цой Ген Сор. Письма ЖЭТФ, 4, 196 (1966).
9. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ, Р3-4354, Дубна, 1969.
10. Б.Е. Журавлев. Препринт ОИЯИ, 3292, Дубна, 1967.
11. P.A.Moldauer. Nucl. Phys., 47, 65 (1963).
12. K.K.Seth, R.H.Tabony, E.G.Bilpuch, H.W.Newson. Phys.Lett., 13, 70 (1964).
13. J.Morgenstern, R.N.Alves, J.Julien, C.Samour. Nucl.Phys., A123, 561 (1969).
14. M.D.Goldberg et al. BNL-325, Second Edition, Supplement No.2, 1966.
15. R.N.Maddison. Nucl. Phys., 54, 417 (1964).
16. Hla Shwe, R.E.Coté, W.V.Prestwich. Phys.Rev., 159, 1050 (1967).

17. R.Wagner, P.D.Miller, T.Tamura, H.Marshak, Phys.Rev., 139,
B29 (1965).
18. T.R.Fisher et al, Phys.Rev., 157, 1149 (1967).
19. S.Kobayashy et al. Progr. Theor. Phys., 40, 1451 (1968).
20. P.Axel. Nuclear Structure, Dubna Symposium, 1968, IAEA,
Vienna, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 октября 1969 года.

Таблица 1
Сводка вариантов оптического потенциала x/

Набор параметров	V_0 , МэВ	W_0 , МэВ	V_{s0} , МэВ	α , ф	b , ф	c , ф	r_0 , ф	S_0 , 10^{-4}	R' , ф	$\bar{\sigma}_{t_0}$, барн
I	48,4	10,1	10	0,46	0,89	0,40	1,25	1,22	5,8	7,3
II	49,7	9,2	10	0,50	0,81	0	1,25	1,15	5,0	6,0
M	46	14	7	0,62	0,5	0,5	1,16 ^{xx}	1,32	5,2	6,8
III	50,357	0,575	10	0,6585	1,0	0	1,25	0,89-0,79	0,65-0,75	1,7
IV	50,355	0,182	10	0,6585	-	0	1,25	0,88-0,79	0,65-0,75	1,7
V	51,288	0,209	10	0,6585	1,0	0	1,25	0,99-0,75	5,7-4,7	4,4
VI	47,0	3,4	10	0,6585	1,0	0	1,25	0,74-0,71	4,8-4,7	4,8

x/ Значения S_0 и R' относятся к энергии 40 кэВ для наборов I, II, M и к диапазону 0,4 - 40 кэВ для остальных наборов; σ_t - всюду для 40 кэВ.

xx/ В наборе M имеется дополнительный параметр, так что $R = (r_0 A^{1/3} + 0,6)$.

Таблица 2
 Значения χ^2 и $\sqrt{\chi^2/m}$ для различных экспериментальных данных χ

Набор параметров	ω_1/E	$S_0 + R' + \bar{\sigma}_t$	$\omega_1/E + S_0 + R' + \bar{\sigma}_t$
I	621 - 4,7	477 - 3,0	1098 - 3,7
II	289 - 3,2	923 - 4,1	1212 - 3,8

χ / В каждом столбце слева стоит χ^2 , справа - $\sqrt{\chi^2/m}$; m - число экспериментальных точек.

Таблица 3
 Сводка вариантов входного Р-состояния χ

№ варианта	\mathcal{N}_0	g	E_0 , кэВ	Γ_0 , кэВ	Γ_0^+ , кэВ	S_0 , 10^{-4}	S_1 , 10^{-4}	R' , ф	$\bar{\sigma}_t$, барн
1	2	0,104	30	70	40	1,22-1,15	30,6-16,9	5,17-9,73	19,0
2	3	0,146	40	70	30	"-	16,2-26,6	5,15-8,15	18,1
3	5	0,229	50	70	20	"-	10,3-26,8	5,15-6,35	14,9
4	2	0,104	66,2	107,0	68,4	"-	6,1-13,3	5,15-6,74	11,8
5	3	0,146	67,0	99,2	52,0	"-	7,0-16,1	5,15-6,34	11,9
6	4	0,188	67,7	95,9	42,8	"-	7,6-17,9	5,15-6,09	12,0
7	5	0,229	68,1	93,0	36,1	"-	8,0-19,0	5,15-5,91	12,0
8	3	0,292	68,9	91,9	30,1	"-	8,5-20,3	5,15-5,73	12,1
9	4	0,375	69,7	91,2	24,7	"-	9,0-21,3	5,15-5,57	12,2
10	все	1,000	71,7	89,1	10,7	"-	10,1-24,0	5,14-5,17	12,4

χ / Значения S_0 , S_1 и R' относятся к диапазону энергий 1,6-40кэВ
 а $\bar{\sigma}_t$ - к энергии 40 кэВ.

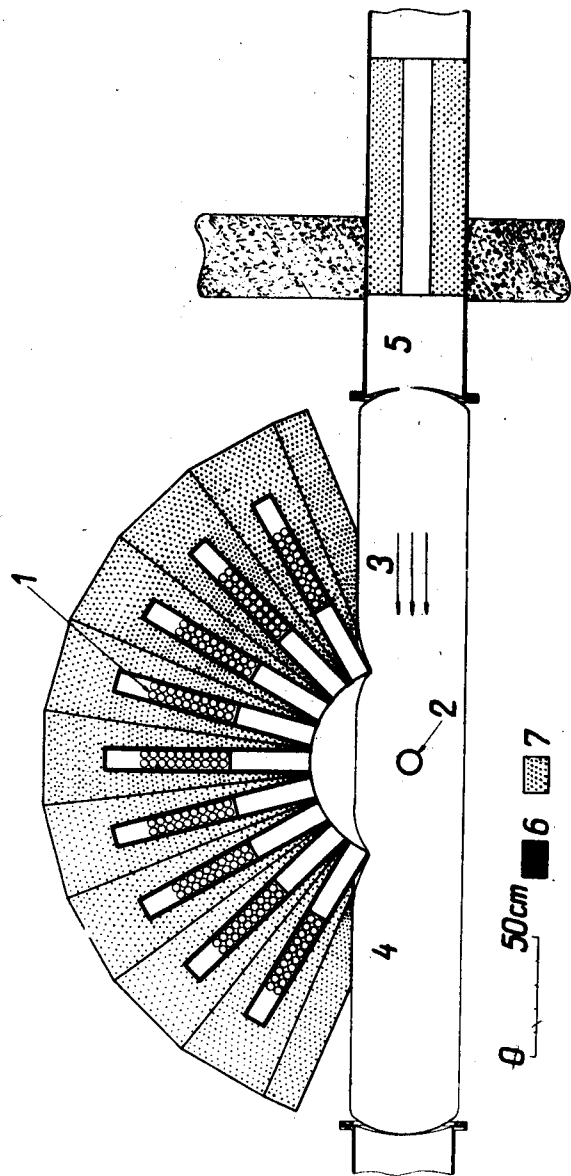


Рис.1. Горизонтальный разрез измерительной установки. 1 - детектор, 2 - рассеиватель, 3 - падающий пучок, 4 - атмосфера аргона, 5 - вакуумированный нейтронный реактор с дополнительным коллиматором, 6 - карбид бора, 7 - смесь парафина с карбидом бора.

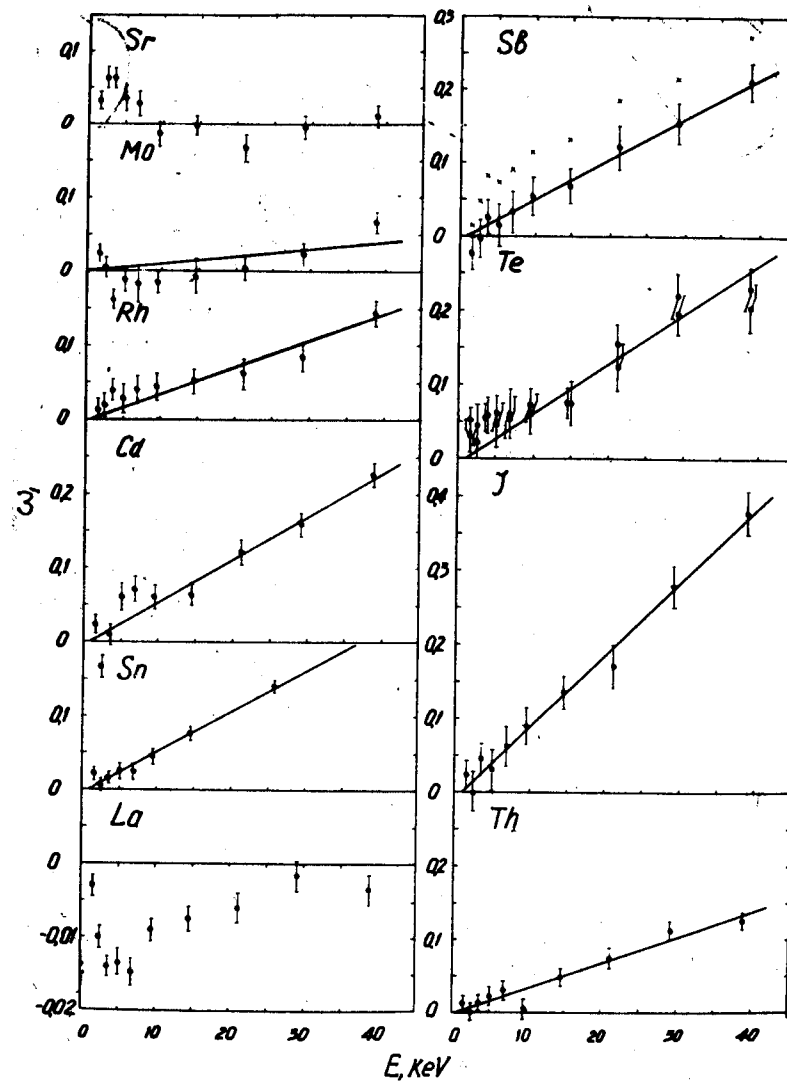


Рис.2. Экспериментальные значения асимметрии ω_1 . Кресты для Sb - значения ω_1 , не исправленные на эффект самоэкранировки, светлые точки для Te - результат измерения с фильтром.

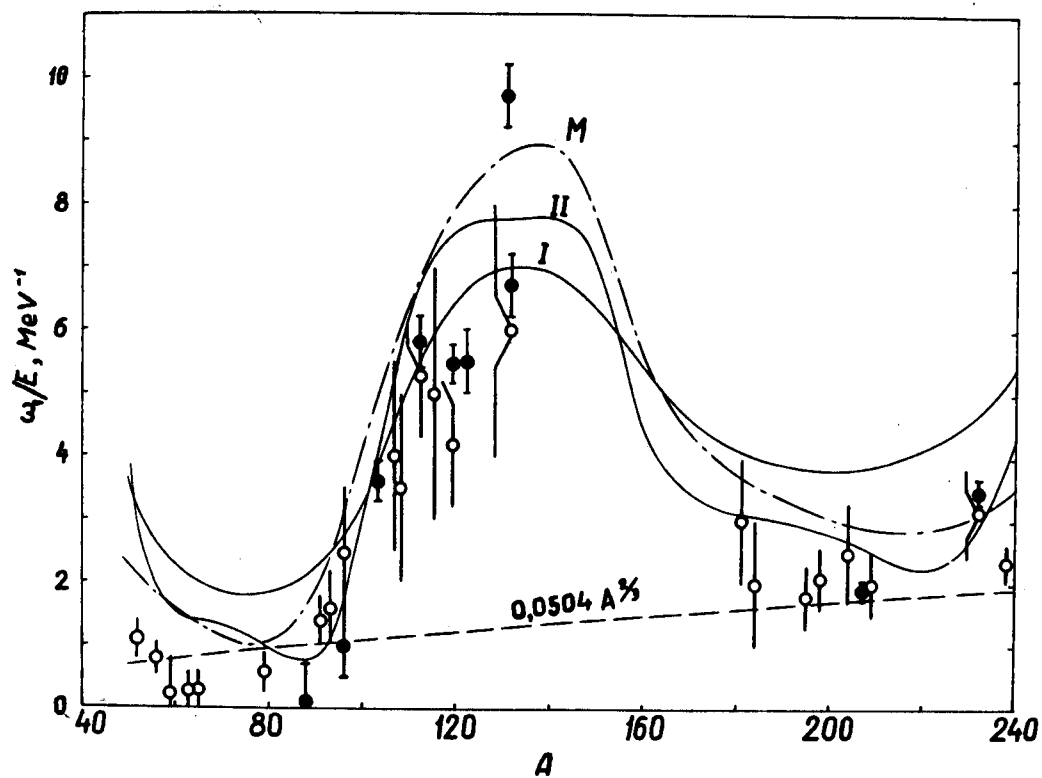


Рис.3. Значения величины ω_1/E как функции массы ядра. Кривыми представлены результаты расчетов по оптической модели ядра для различных вариантов потенциала.

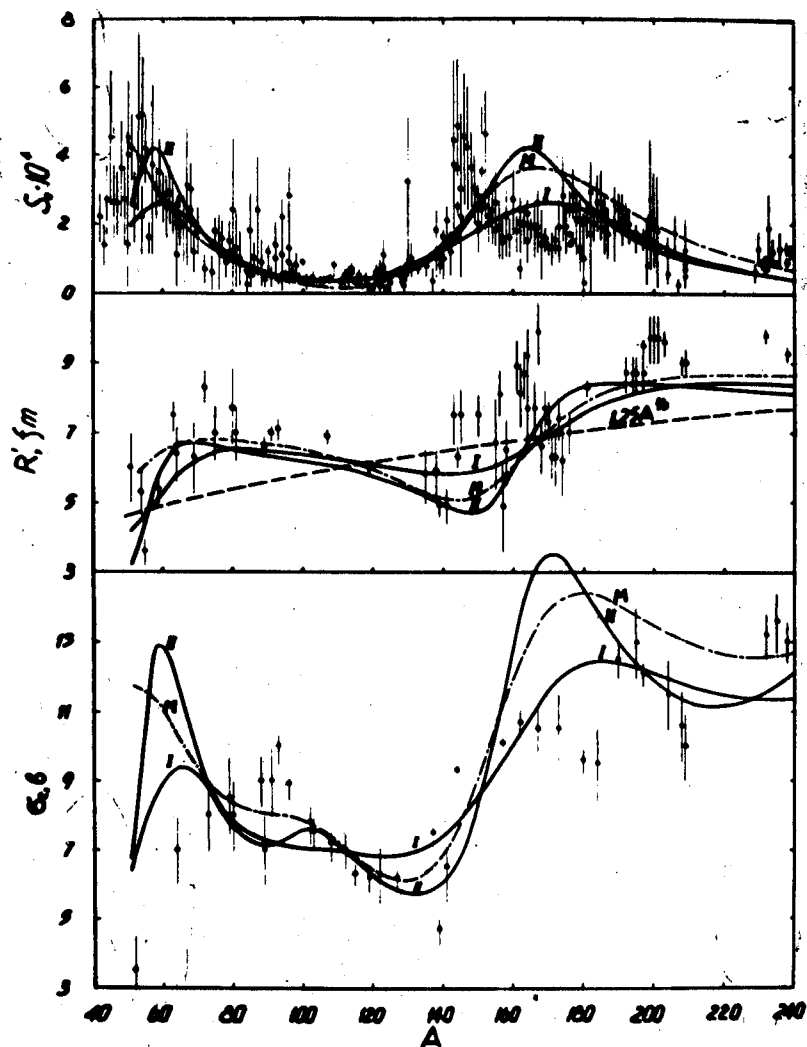


Рис.4. Сопоставление экспериментальных данных по S_0 , R' и σ_e с расчетами по оптической модели при различных вариантах потенциала.

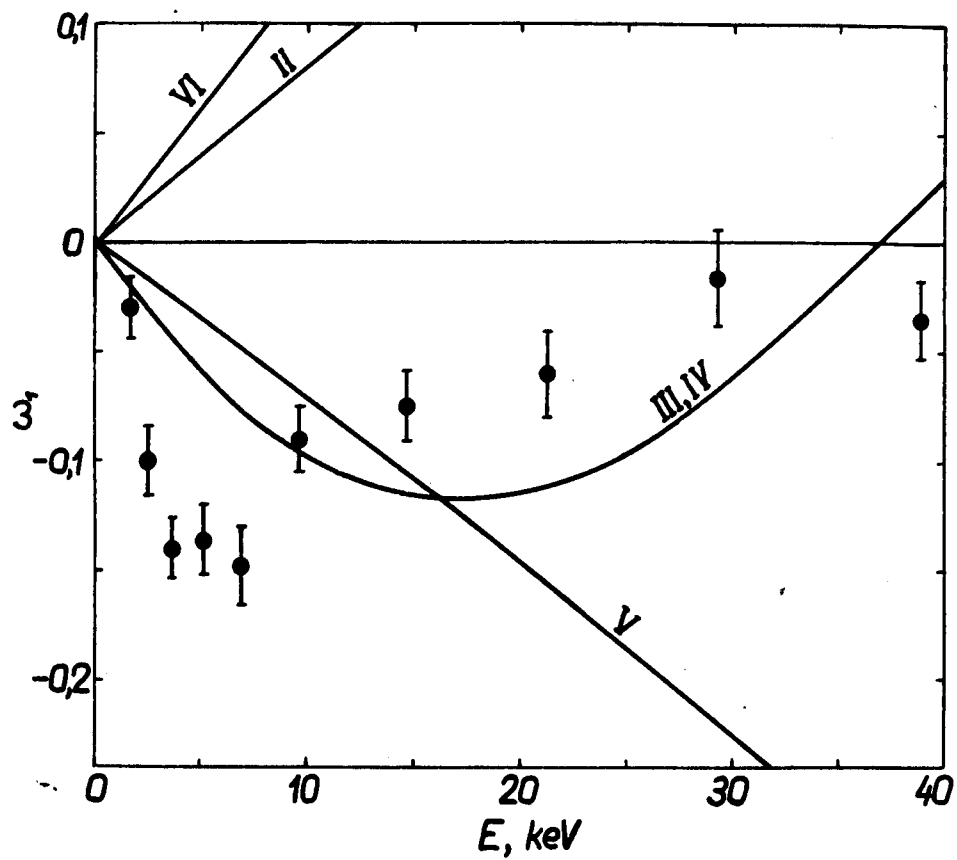


Рис.5. Сравнение экспериментальных значений ω_1 для лантана с расчетными при различных вариантах оптического потенциала.

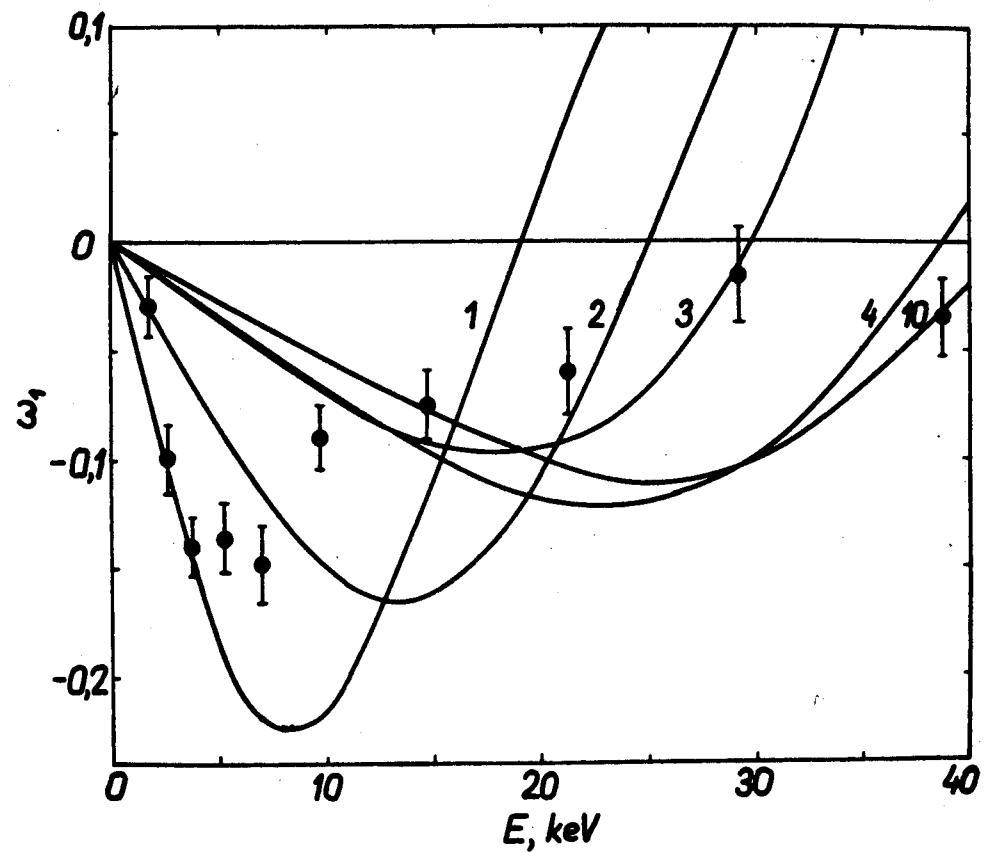


Рис.6. Сравнение экспериментальных значений ω_1 для лантана с расчетными при различных вариантах входного p -состояния. Непоказанные кривые для вариантов 5-9 проходят между кривыми 4 и 10.