

И. И. ЛЕВИНТОВ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОЧЕНЬ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 5 VI 1954)

В связи с результатами опытов по поляризации 340 Мэв протонов при упругом рассеянии на легких ядрах ⁽¹⁾ Ферми провел оценку поляризационных эффектов ⁽²⁾ в борновском приближении, используя комплексный потенциал в виде прямоугольной ямы при наличии спин-орбитального взаимодействия $H_{с. о.}$:

$$H_{с. о.} = \frac{a}{r} \frac{\partial v_1}{\partial r} (\mathbf{l}, \mathbf{s}), \quad (1)$$

где v_1 — действительная часть потенциала.

Существенной чертой результата Ферми является, во-первых, исчезновение поляризации при отсутствии поглощения (т. е. для чисто действительного потенциала) и, во-вторых, неизменность знака поляризации для разных θ рассеяния. Возникает вопрос, является ли результат Ферми следствием борновского приближения или он специфичен для рассеяния при наличии большого числа фаз.

В этой работе приведена оценка поляризационных эффектов в квазиклассическом приближении при рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах со спином 0. Полагая глубину ямы $V \sim 30$ Мэв, имеем, например, для Pb ($R \sim 9 \cdot 10^{-13}$ см) и нуклонов с энергией $E_n \sim 300$ Мэв $\frac{V}{E_n} \frac{R}{\lambda} \cong 4 \gg 1$; откуда и следует применимость приближения В. К. Б.

Неполяризованный пучок частиц со спином $1/2$ может быть представлен как смесь частиц, поляризованных по и против оси (Y) нормальной плоскости рассеяния. Если $\sigma(\theta) \uparrow$ и $\sigma(\theta) \downarrow$ — парциальные сечения рассеяния для частиц, поляризованных по и против оси (Y), то поляризация P

$$P = [\sigma(\theta) \uparrow - \sigma(\theta) \downarrow] [\sigma(\theta) \uparrow + \sigma(\theta) \downarrow]^{-1} \mathbf{n}, \quad (2)$$

где $\mathbf{n}$ — нормаль плоскости рассеяния.

Возникновение поляризации при классическом рассеянии можно качественно пояснить, если учесть, что эффективная глубина ямы зависит от значения $(\mathbf{l}, \mathbf{s})$.

Так как в классическом случае определенному направлению рассеяния θ , φ соответствуют определенные величина и направление орбитального момента, то поляризованные частицы ($\uparrow$), рассеивающиеся, например, налево, обходят центр рассеяния справа (в случае сил притяжения) и, следовательно, обладают параллельной ориентацией $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$. Наоборот, частицы, поляризованные ($\downarrow$) и рассеивающиеся в том же направлении, имеют антипараллельную ориентацию $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$. Следовательно, частицы ($\uparrow$) и ($\downarrow$), рассеивающиеся, например, налево, по-разному взаимодействуют с рассеивателем и для отклонения на равные θ

должны обладать разными параметрами удара. Но это означает, что $\sigma(b) \uparrow \neq \sigma(b) \downarrow$, т. е. имеет место поляризация.

Эффективный потенциал $U^\pm(r)$ ядра для налетающей частицы может быть весьма грубо представлен состоящим из двух частей. 1) Не зависящая от $(\mathbf{l}, \mathbf{s})$ часть предполагается как комплексный потенциал в виде прямоугольной ямы с глубиной действительной части $V \sim 30$ Мэв и радиусом $R \cong 1,5 \cdot 10^{-13}$ Å^{1/2}. В области $r \leq R$ ядерное вещество характеризуется коэффициентом поглощения, не зависящим от (r) и $(\mathbf{l}, \mathbf{s})$. 2) В тонкой пограничной области $\Delta R \sim 10^{-13}$ см рассеивающиеся частицы испытывают спин-орбитальное взаимодействие типа (1). Градиент $\partial v_1 / \partial r$ в пограничной области принимается не зависящим от r . Таким образом:

$$U^\pm(r) = -(V + iV_a) \text{ для } r \leq R; \pm \frac{a}{r} \frac{V}{\Delta R} l \text{ для } R - \Delta R \leq r \leq R. \quad (3)$$

Член, характеризующий спин-орбитальное взаимодействие, имеет знак $\pm$ соответственно для антипараллельной и параллельной ориентаций спин-орбиты. Так как рассеяние происходит в основном с $l \gg 1$, то можно пренебречь разницей в единицу в собственных значениях оператора $(\mathbf{l}, \mathbf{s})$. Константа спин-орбитального взаимодействия $a \cong 4 \cdot 10^{-27}$ см² примерно оценена из экспериментальных данных по ядерным оболочкам ⁽³⁾, а также по данным о рассеянии p —He⁴ при E_p порядка Мэв ⁽⁴⁾.

Квазиклассические фазы $\Delta_l^\pm$ в состояниях с параллельными и антипараллельными $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$ рассчитываются по приближенной формуле, годной для случая $E \gg V^{(5)}$:

$$\Delta_l^\pm = -\frac{m}{\hbar} \frac{1}{k} \int_{l/\hbar}^{\infty} U^\pm(r) r \left(r^2 - \frac{l^2}{k^2} \right)^{-1/2} dr. \quad (4)$$

Из (3) и (4) получаем:

$$\Delta_l^\pm = \left(\frac{V}{2E} + \frac{iK}{2} \right) S_l \pm \frac{V}{2E} \frac{ak}{\Delta R} l M, \quad (5)$$

где

$$M = \begin{cases} \ln \{ (kR + S_l) [k(R - \Delta R) + S'_l]^{-1} \}, & 0 \leq l \leq k(R - \Delta R), \\ \ln \{ (kR + S_l) l^{-1} \}, & k(R - \Delta R) \leq l \leq kR, \end{cases}$$

где

$$K = \frac{V_a}{E}, \quad S_l = \sqrt{k^2 R^2 - l^2}, \quad S'_l = \sqrt{(R - \Delta R)^2 k^2 - l^2}.$$

Заметим, что если исключить спин-орбитальную часть, то (5) соответствует фазам, полученным Сербером ⁽⁶⁾ в теории рассеяния на полупрозрачных ядрах.

При изменении l в пределах $0 \leq l \leq k(R - \Delta R)$ величины фаз (5) слабо зависят от изменения l в логарифмическом члене. Так например, если задаться величиной $\Delta R \sim 10^{-13}$ см и положить под знаком $\ln$ $\bar{l} = k(R - \Delta R) = \text{const}$, то вычисленные таким образом фазы отличаются от фаз, полученных из (5), меньше, чем на $\sim \pm 5\%$. С другой стороны, будет показано, что большим l соответствуют большие θ рассеяния. Таким образом, если ограничиться малыми θ , то для приближенной оценки поляризации можно положить:

$$\Delta_l^\pm = \frac{V}{2E} (S_l \pm Nl) + i \frac{K}{2} S_l, \quad (6)$$

где

$$N = \frac{ak}{\Delta R} \ln \{ [R + \sqrt{R^2 - (R - \Delta R)^2}] (R - \Delta R)^{-1} \}, \quad 0 \leq l \leq k(R - \Delta R).$$

Можно показать, что при разумных параметрах ямы действительная часть $\Delta_l^\pm$ больше нуля при всех l . Это справедливо не только для (6), но и при более точной оценке фаз с трапецевидным потенциалом. Таким образом, при всех l действуют эффективные силы притяжения.

Для расчета

$$\sigma(\theta)\uparrow, \downarrow = |f(\theta)|^2\uparrow, \downarrow \quad (7)$$

нужно выразить амплитуды рассеяния $f(\theta)\uparrow, \downarrow$ поляризованных частиц через фазы $\Delta_l^\pm$. Используя формулы Лепора (7), получаем после простых преобразований для амплитуд рассеянных частиц, поляризованных по и против нормали к плоскости рассеяния:

$$f(\theta)\uparrow = A(\theta) + B(\theta); \quad f(\theta)\downarrow = A(\theta) - B(\theta); \quad (8)$$

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi^{1/2}ki} \sum_0^{l_m} [(l+1)e^{i2\Delta_l^+} + le^{i2\Delta_l^-} - (2l+1)] P_l^0(\cos\theta); \quad (9)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{4\pi^{1/2}ki} \sum_0^{l_m} [e^{i2\Delta_l^+} - e^{i2\Delta_l^-}] P_l^1(\cos\theta). \quad (10)$$

Здесь P_l^0 и P_l^1 — полиномы Лежандра, а $l_{\max} = kR$ (для Рб при $E_n \sim 300$ Мэв $kR \sim 40$). Пренебрегая единицей в коэффициенте $(l+1)$, заменяя P_l^0 и P_l^1 их асимптотическими выражениями для

$$\theta \gg 1/2(2l_m + 3) \approx 1/160, \quad (11)$$

$$P_l^0 = \sqrt{\frac{2}{\pi l \sin \theta}} \sin \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{\pi}{4} \right]; \quad (12)$$

$$P_l^1 = -l \sqrt{\frac{2}{\pi l \sin \theta}} \cos \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{\pi}{4} \right]$$

и представляя третью сумму в формуле (9) в виде

$$-\frac{1}{2\pi^{1/2}ki} \sum_0^{l_m} (2l+1) P_l^0(\cos\theta) = + \frac{iR}{2\pi^{1/2}} \frac{J_1(l_m\theta)}{\theta}, \quad (13)$$

где $J_1(l_m\theta)$ — функция Бесселя, получаем из (7), (8), (9), (10), (12), (13):

$$f(\theta)\uparrow = \frac{1}{4\pi k} \sqrt{\frac{2}{\sin \theta}} \sum_0^{l_m} l^{1/2} \eta_l \{ e^{iB_1^+(l)} - e^{iB_2^-(l)} \} + \frac{iR}{2\pi^{1/2}} \frac{J_1(l_m\theta)}{\theta}, \quad (14)$$

$$f(\theta)\downarrow = \frac{1}{4\pi k} \sqrt{\frac{2}{\sin \theta}} \sum_0^{l_m} l^{1/2} \eta_l \{ e^{iB_1^-(l)} - e^{iB_2^+(l)} \} + \frac{iR}{2\pi^{1/2}} \frac{J_1(l_m\theta)}{\theta}, \quad (15)$$

где $B_1^\pm(l) = 2\delta_l^\pm - \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{\pi}{4} \right]$; $B_2^\pm(l) = 2\delta_l^\pm + \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{\pi}{4} \right]$
 $\delta_l^\pm = \frac{V}{2E} (S_l \pm Nl)$, $\eta_l = \exp(-KS_l)$.

Для сил притяжения имеет значение лишь сумма по $e^{iB_1^\pm(l)}$, которая в основном определяется областью значений $l_0^\pm$, близких к корню уравнения

$$dB_1^\pm(l)/dl = 0. \quad (16)$$

Отсюда известным образом (8) получаем для $f(\theta)\uparrow, \downarrow$

$$f(\theta)\uparrow, \downarrow = \frac{1}{2\pi^{1/2}} \frac{2}{k\sqrt{\theta}} \left[l_0^\pm(\theta) \frac{\partial l_0^\pm}{\partial \theta} \right]^{1/2} \eta_{l_0^\pm} e^{i[B_0^\pm(l_0^\pm) - \frac{\pi}{2}]} - \frac{RJ_1(l_m\theta)}{2\pi^{1/2}\theta} e^{\pi/2i}, \quad (17)$$

$$\sigma(\theta) \uparrow, \downarrow = |f(\theta)|^2 \uparrow, \downarrow = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{k^2 \theta} l_0^\pm(\theta) \frac{\partial l_0^\pm}{\partial \theta} \eta_{l_0^\pm}^2 + \frac{1}{4\pi} R^2 \frac{J_1(l_m \theta)}{\theta^2} - \\ - \frac{1}{4\pi} \frac{R}{k \theta^{1/2}} \left[l_0^\pm(\theta) \frac{\partial l_0^\pm}{\partial \theta} \right]^{1/2} \eta_{l_0^\pm} J_1(l_m \theta) \cos \left[B_1^\pm(l_0^\pm) - \frac{3}{4} \pi \right], \quad (18)$$

где

$$l_0^\pm(\theta) = -kR \left(\frac{E}{V} \theta \mp N \right) \left[1 + \left(\frac{E}{V} \theta \mp N \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (19)$$

$$\eta_{l_0^\pm} = \exp \left\{ -kR \left[1 + \left(\frac{E}{V} \theta \mp N \right)^2 \right]^{-1/2} \right\}, \quad (20)$$

$$B_1^\pm(l_0^\pm) = \frac{V}{E} kR \sqrt{1 + \left(\frac{E}{V} \theta \mp N \right)^2} - \frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{4}. \quad (21)$$

Так как фазы (6) справедливы для

$$l < k(R - \Delta R), \quad (22)$$

то из (11), (22) и (19) получаем условие применимости нашего расчета: $1/2(2l_m + 3) \leq \theta < \frac{V}{E} \frac{R}{\sqrt{2R\Delta R}}$. Полагая $\Delta R \sim 10^{-13}$ см, имеем для Рb при $E_n \sim 300$ Мэв $\frac{1}{160} \leq \theta < 0,2$.

Из проведенного расчета следует, что частицы, имеющие параметры удара $< (R - \Delta R)$, рассеиваются на $\theta < 0,2$. Поэтому упругое рассеяние на большие углы должно в основном определяться рассеянием от края ядра, для которого приведенный расчет фаз, конечно, неверен. Представляет интерес рассмотреть возможность определения эффективного потенциала на краю тяжелых ядер по экспериментальному ходу рассеяния и поляризации быстрых нуклеонов для сравнительно больших углов.

Из (17) и (18), (19), (20), (21) следует, во-первых, что поляризационные эффекты в квазиклассическом приближении отнюдь не исчезают для чисто действительного потенциала ($\eta_l = 1$, $K = 0$) и, во вто-

Таблица 1

θ , град.	$K=0$	$K=2 \cdot 10^{12}$ см $^{-1}$	$K=3 \cdot 10^{12}$ см $^{-1}$
3	-15	~ 0	~ 0
6,5	+27	~ 0	-17
8,5	+20	~ 0	~ 0
11,5	+28	+10	+9

рых, что поляризация может менять знак для разных θ . Следовательно, результат Ферми связан со спецификой борновского приближения.

В табл. 1 приведены значения $P(\theta)$ в процентах при рассеянии п на Рb для $E_n \sim 300$ Мэв, $R_{Рb} = 9 \cdot 10^{-13}$ см, $K = 0, 2 \cdot 10^{-12}$ и $3 \cdot 10^{-12}$ см $^{-1}$ и $N = 0,24$. Это значение N получается для $a = 4 \cdot 10^{-27}$ см 2 и $\Delta R = 10^{13}$ см.

Приношу благодарность А. С. Компанейцу и Я. Б. Зельдовичу за советы.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
5 VI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. L. C. Oxley, W. F. Cartwright et al., Phys. Rev., **91**, 419 (1953).
² E. Fermi, Nuovo Cimento, **11**, 407 (1954). ³ В. Гейзенберг, Теория атомного ядра, 1953. ⁴ J. Breit, S. Sack, Biedenharn, Phys. Rev., **93** (1954). ⁵ Л. Ландау, Е. Лифшиц, Квантовая механика, М., 1948, стр. 152. ⁶ S. Fernbach, R. Serber, T. Taylor, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949). ⁷ V. Lepage, Phys. Rev., **79**, 136 (1950). ⁸ Н. Мотт, Г. Месси, Теория атомных столкновений, 1951, стр. 152.