ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2230

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

К ВОПРОСУ О ПРОХОЖДЕНИИ СПИНОВЫХ И БЕССПИНОВЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

Р - 2230

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

К ВОПРОСУ О ПРОХОЖДЕНИИ СПИНОВЫХ И БЕССПИНОВЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

I

В работе [1] было показано, что амплитуда рассеяния на нескольких закрепленных центрах частицы, находящейся в S – состоянии относительно каждого из рассеивателей, может быть представлена в виде

$$A = \sum_i A_i e^{-i\vec{q}\,\vec{R}_i}, \tag{1}$$

где $\vec{q}$ – переданный импульс, $\vec{R}_i$ – радиус-векторы рассеивателей.

Величины A_i имеют смысл эффективных амплитуд рассеяния на соответствующих центрах и подчиняются следующей системе алгебраических уравнений:

$$A_i = a_i + \sum_{k \neq i} \frac{a_i A_k}{R_{ik}} e^{ikR_{ik}} e^{i\vec{k}\vec{R}_{ki}}, \tag{2}$$

где a_i –амплитуда рассеяния на i–ом центре в отсутствие других рассеивателей,

$$\vec{R}_{ki} = \vec{R}_k - \vec{R}_i .$$

Рассмотрим теперь макроскопическое тело, состоящее из одинаковых рассеивателей, хаотически распределенных в пространстве. В этом случае амплитуду рассеяния на некотором центре $A_i(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \ldots \vec{R}_i, \ldots \vec{R}_N)$ нужно усреднить по расположению остальных центров. При хаотическом распределении рассеивателей усреднение A_i сводится к интегрированию по всем координатам за исключением $\vec{R}_i$ с весом $\frac{1}{V^{N-1}}$, где V – объем пространства, занимаемый системой рассеивателей, N – число рассеивателей,

$$\bar{A}(\vec{R}_i) = \frac{1}{V^{N-1}} \int \ldots \int A_i(\vec{R}_1 \vec{R}_2 \ldots \vec{R}_i \ldots \vec{R}_N)\, d^3R_1 \ldots d^3R_{i-1}\, d^3R_{i+1} \ldots d^3R_N ,$$

т.е.

$$\bar{A}(\vec{R}_i) = a + a \sum_{k \neq i} \frac{1}{V^{N-1}} \int \ldots \int A_k(\vec{R}_1 \ldots \vec{R}_k \ldots \vec{R}_i \ldots \vec{R}_N) \frac{e^{ikR_{ki}}}{R_{ki}} \times$$
$$\times e^{i\vec{k}\vec{R}_{ki}}\, d^3R_1 \ldots d^3R_{i-1}\, d^3R_{i+1} \ldots d^3R_N . \tag{3}$$

Систему (3) можно записать в виде:

$$\bar{A}(\vec{R}_1) = a + a \sum_{k \neq 1} \frac{1}{V} \int \overline{A(\vec{R}_k, \vec{R}_1)} \frac{e^{ikR_{k1}}}{R_{k1}} e^{i\vec{k}\vec{R}_{k1}} d^3R_k, \quad (4)$$

где $\overline{A(\vec{R}_k, \vec{R}_1)} = \frac{1}{V^{N-2}} \int\int A_k(\vec{R}_1 \ldots \vec{R}_k \ldots \vec{R}_1 \ldots \vec{R}_N)\, d^3R_1 \ldots d^3R_{k-1}\, d^3R_{k+1} \ldots d^3R_{1-1} \ldots d^3R_{1+1} \ldots d^3R_N$.

Если рассеивателей очень много и они случайно распределены, то добавление или удаление одного из рассеивающих центров практически не меняет усредненной суммарной волны, падающей на рассматриваемый рассеиватель. Это приводит к тому, что величина $\overline{A(\vec{R}_k, \vec{R}_1)}$ фактически не зависит от координаты $\vec{R}_1$, т.е. $\overline{A(\vec{R}_k, \vec{R}_1)} = \bar{A}(\vec{R}_k)$. Отсюда следует, что мы можем переписать систему уравнений (4) в виде:

$$\bar{A}(\vec{R}_1) = a + a\rho \int \bar{A}(\vec{r}) \frac{e^{ik|\vec{r} - \vec{R}_1|}}{|\vec{r} - \vec{R}_1|} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{R}_1)} d^3r, \quad (5)$$

где ρ – число рассеивателей в единице объема.

Пусть теперь рассеиватели занимают объем в виде бесконечно широкого слоя толщиной L и частица падает нормально к поверхности этого слоя. Начало координат расположим на поверхности слоя, обращенной к падающей частице, ось z направим вдоль линии падения частицы. В этом случае величина $\bar{A}(\vec{R})$ зависит только от z, и уравнение (5) можно переписать в форме

$$A(z) = a + 2\pi\rho a \int_0^\infty r\,dr \int_0^L A(\xi) \frac{e^{ik\sqrt{r^2 + (\xi - z)^2}}}{\sqrt{r^2 + (\xi - z)^2}} e^{ik(\xi - z)} d\xi, \quad (6)$$

что приводит после интегрирования по r к уравнению

$$A(z) = a + \frac{2\pi\rho a}{k} i \int_0^z A(\xi)\, d\xi + \frac{2\pi\rho a}{k} i\, e^{-2ikz} \int_z^L A(\xi)\, e^{2ik\xi}\, d\xi. \quad (7)$$

Решение этого уравнения имеет следующий вид:

$$A(z) = \frac{a}{\frac{n+1}{2} - \frac{(n-1)^2}{2(n+1)} e^{2iknL}} \cdot e^{ik(n-1)z} + \frac{n-1}{n+1} \frac{a\, e^{i2knL}}{\frac{n+1}{2} - \frac{(n-1)^2}{2(n+1)} e^{2iknL}} e^{-ik(n+1)z}, \quad (8)$$

$$n = \frac{\sqrt{k^2 + 4\pi\rho a}}{k}.$$

Для нахождения волны в точке z внутри пластинки воспользуемся связью между амплитудой рассеяния A_i и волной $\psi(\vec{r})$, падающей на рассеивающий центр /1/:

$$A_i = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\int e^{-i\vec{k}\vec{r}}\, t^i(\vec{r})\,\psi(\vec{r})\,d^3r\,, \qquad (9)$$

где $t^i(\vec{r}) = -\dfrac{2\pi\hbar^2}{\mu}\, a\,\delta(\vec{r}-\vec{R}_i)$ является оператором рассеяния i-го центра в отсутствие других рассеивателей, μ -масса падающей частицы.

Из (9) следует, что амплитуду $A(z)$ можно записать в форме:

$$A(z) = e^{-ikz}\, a\,\psi(z)\,, \qquad (10)$$

где $\psi(z)$ - волна в точке z внутри пластинки.

Сравнивая (8) и (10), находим, что

$$\psi(z) = \frac{2}{n+1}\,\frac{e^{iknz}}{1-\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{2iknL}} + \left(\frac{n-1}{n+1}\right)\frac{2}{n+1}\,\frac{e^{2iknL}}{1-\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{2iknL}}\,e^{-iknz}\,. \qquad (11)$$

Как видим, эффективная волна в пластинке состоит из двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Волновой вектор этих волн $k' = kn$. Поскольку до вхождения в среду частица описывалась плоской волной e^{ikz}, величина $n = \dfrac{\sqrt{k^2+4\pi\rho a}}{k}$ имеет смысл показателя преломления. Раздагая знаменатель в выражении для $\psi(z)$ в ряд, можно записать волну в среде $\psi(z)$ в виде суммы проходящих и отраженных волн:

$$\psi(z) = \frac{2}{n+1}\left(1+\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{2iknL} + \ldots\right)e^{iknz} + \frac{2}{n+1}\left(\frac{n-1}{n+1}\right)\left(e^{2iknL} + \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{4iknL} + \ldots\right)e^{-iknz}\,. \qquad (12)$$

Из (12) тогда следует, что величина $\dfrac{2}{n+1}$ является коэффициентом прохождения, а величина $\dfrac{n-1}{n+1}$ - коэффициентом отражения.

Найдем теперь волну, прошедшую через пластинку. Обычно при аналогичных вычислениях не учитывают того, что амплитуда рассеяния в среде отличается от амплитуды рассеяния изолированным центром и к тому же зависит от положения рассеивателя внутри среды. Поэтому подобные вычисления относятся только к тонкой пластинке /2/.

При помощи найденной выше амплитуды рассеяния (6) мы можем вычислить прошедшую и отраженную волны точно для любой толщины пластинки L. В самом деле, на расстоянии ℓ от передней поверхности слоя прошедшая волна

$$\psi_{пр} = e^{ik\ell} + 2\pi\rho \int_0^L e^{ikz} \left\{ \int_0^\infty \frac{e^{ik\sqrt{r^2+(\ell-z)^2}}}{\sqrt{r^2+(\ell-z)^2}} r\,dr \right\} A(z)\,dz , \tag{13}$$

что дает после интегрирования по r

$$\psi_{пр} = e^{ik\ell} \left(1 + \frac{2\pi\rho}{k} i \int_0^L A(z)\,dz \right).$$

Из интегрального уравнения (7) следует, что

$$a\left(1 + \frac{2\pi\rho}{k} i \int_0^L A(z)\,dz \right) = A(L) . \tag{14}$$

Подставляя (8) и (14) в (13), получаем, что волна, прошедшая через слой толщиной L, на расстоянии ℓ от передней поверхности слоя имеет вид:

$$\psi_{пр} = \frac{4n}{(n+1)^2} \left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{2iknL} \right]^{-1} e^{iknL} e^{ik(\ell-L)} . \tag{15}$$

Если $kL\,\mathrm{Im}\,n \ll 1$, то при $knL = m\pi$, $n = 0,1,2 \ldots$ имеет место полное прохождение волны через пластинку.

Определим теперь волну $\Phi(\ell)$ в точке ℓ до пластинки. Можно, как и раньше, показать, что:

$$\Phi(\ell) = \ell^{ik\ell} + \frac{2\pi\rho}{k} i \ell^{-ik\ell} \int_0^L A(z)\,\ell^{2ikz}\,dz . \tag{16}$$

Воспользуемся теперь интегральным уравнением (7), согласно которому

$$\frac{2\pi\rho}{k} i \int_0^L A(z)\,e^{2ikz}\,dz = \frac{1}{a} A(z=0) - 1 . \tag{17}$$

Из (8), (16) и (17) следует, что отраженная от пластинки волна имеет вид:

$$\psi_{отр} = e^{-ik\ell} \left(-\frac{n-1}{n+1}\right) \frac{1 - e^{2iknL}}{1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{2iknL}} =$$

$$= e^{-ik\ell} \left(-\frac{n-1}{n+1}\right) \left\{ 1 - \frac{4n}{(n+1)^2} e^{2iknL} - \frac{4n}{(n+1)^2} \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 e^{4iknL} + \ldots - \right. \tag{18}$$

$$\left. - \frac{4n}{(n+1)^2} \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^{2(m-2)} e^{2(m-1)iknL} + \ldots \right\} .$$

Первый член этого ряда соответствует волне, отраженной от передней стенки, второй член соответствует волне, отраженной от задней стенки и вышедшей через переднюю, m-ый – волне, испытавшей $2(m-2)$ отражений и вышедшей через переднюю поверхность слоя.

Из (14) вытекает, что при $kL\,\mathrm{Im}\,n \ll 1$ и при $knL = m\pi$ отражение отсутствует.[x]

Следует особо подчеркнуть, что мы из чисто микроскопических соображений получили теорию бесконечно широкого слоя. Показатель преломления, коэффициенты прохождения и отражения, поле внутри среды и вне ее мы определили, зная свойства индивидуальных рассеивателей и учитывая многократное рассеяние. Можно сделать следующий вывод: правильные значения макроскопических параметров среды можно получить из микроскопических характеристик индивидуальных частиц без привлечения дополнительных соображений типа граничных условий только тогда, когда принимается во внимание многократное рассеяние. Граничные условия при этом сами по себе следуют непосредственно из микроскопических характеристик индивидуальных рассеивателей.

Если не принимать во внимание многократное рассеяние, то принципиально невозможно дать правильную микроскопическую теорию прохождения волн через вещество. Что касается показателя преломления, то его можно получить лишь в первом приближении путем соответствующей интерпретации изменения фазы волны при прохождении через бесконечно тонкий слой.

II.

Пусть теперь рассеивающие центры, образующие слой, расположены в строгом порядке, например, в виде кубической решетки с периодом d. Система уравнений в этом случае принимает вид:

$$A_{fgt} = a + a \sum_{mn\ell}{}' \frac{e^{ikd\sqrt{(\ell-t)^2+(n-g)^2+(m-f)^2}}}{d\sqrt{(\ell-t)^2+(n-g)^2+(m-f)^2}}\, e^{ikdm} A_{mn\ell} \,. \qquad (19)$$

В этом выражении m, n и ℓ принимают положительные и отрицательные целые значения ($-\infty \leq n, \quad , \ell \leq \infty$, $0 \leq m \leq \mathcal{L}$), член, соответствующий $m=f$, $n=g$, $\ell=t$, в сумму не включается. Представим себе, что пространство заполнено кубиками со стороной d, в центре каждого из которых находится рассеиватель. Поскольку в сумму не входит член, соответствующий (f, g, t) – рассеивателю, кубики, соответствующие всем остальным рассеивателям, заполняют макроскопический объем с полостью в виде кубика с объемом d^3, в центре которого находится рас-

---

x/ Подробный анализ рассеяния частиц на макроскопическом теле см. также в [3,4]. В частности, в [3] рассмотрено когерентное рассеяние на шаре, а аппарат, развитый в [4], позволяет исследовать прохождение когерентной волны через пластину.

сматриваемый рассеиватель. Запишем систему уравнений (19) в следующей форме:

$$A_{fgt} = a + a \sum_{mn\ell}{}' \frac{\cos k d\sqrt{(\ell-t)^2+(n-g)^2+(m-f)^2}}{d\sqrt{(\ell-t)^2+(n-g)^2+(m-f)^2}} e^{ikdm} A_{mn\ell} +$$

$$+ ia \sum_{mn\ell} \frac{\sin k d\sqrt{(\ell-t)^2+(n-g)^2+(m-f)^2}}{d\sqrt{(\ell-t)^2+(n-g)^2+(m-f)^2}} e^{ikdm} A_{mn\ell} - ika A_{fgt} , \tag{20}$$

В случае $kd \ll 1$ входящие в (16) суммы можно заменить интегралами. При этом сумму по косинусам нужно заменить интегралом по объему пластинки с полостью в виде кубика ($\int_{V-\square}$), в которой расположен рассеиватель с $m=f$, $n=g$, $\ell=t$, а сумму по синусам – интегралом по всему объему пластинки, после чего система (16) принимает вид:

$$A(z) = a + \frac{a}{d^3} \int_{V-\square} \frac{\cos k|\vec{r} - \vec{R}|}{|\vec{r} - \vec{R}|} e^{ik(\xi - z)} d^3 r +$$

$$+ i \frac{a}{d^3} \int_V \frac{\sin k|\vec{r} - \vec{R}|}{|\vec{r} - \vec{R}|} e^{ik(\xi - z)} d^3 r - ika A(z),$$

т.е.

$$A(z) = a + \frac{a}{d^3} \int \frac{e^{ik|\vec{r} - \vec{R}|}}{|\vec{r} - \vec{R}|} e^{ik(\xi - z)} A(\xi)\, r\, dr\, d\xi\, d\phi -$$

$$- \frac{a}{d^3} \int_{\square} \frac{\cos k|\vec{r} - \vec{R}|}{|\vec{r} - \vec{R}|} e^{ik(\xi - z)} A(\xi)\, d^3 r - ika A(z). \tag{21}$$

Оценка интеграла по полости показывает, что он вносит вклад порядка $\frac{ac}{d} A(z)$, где c –вещественная величина порядка единицы.

В результате для определения амплитуды рассеяния мы получим интегральное уравнение вида:

$$A(z) = a + \frac{2\pi a}{kd^3} i \int_0^z A(\xi)\, d\xi +$$

$$+ \frac{2\pi a}{kd^3} i e^{-2ikz} \int_z^L A(\xi) e^{2ik\xi} d\xi - \left(\frac{ac}{d} + ika\right) A(z). \tag{22}$$

Если ввести величину $b = \dfrac{a}{1 + \frac{ac}{d} + ika}$, то уравнение (22) принимает вид, аналогичный (7),

$$A(z) = b + \frac{2\pi b}{kd^3}\, i \int_0^z A(\xi)\, d\xi + \frac{2\pi b}{kd^3}\, i e^{-2ikz} \int_z^L A(\xi)\, e^{2ik\lambda}\, d\xi. \qquad (23)$$

Следовательно, показатель преломления волны, проходящий через кристаллическую пластинку, имеет вид:

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\pi b}{d^3 k^2}}. \qquad (24)$$

Величина $\frac{ac}{d}$ мала по сравнению с a и вносит вклад только в реальную часть величины b, поэтому мы будем ее в дальнейшем отбрасывать. Если имеется чисто упругое рассеяние, то на основании оптической теоремы

$$\operatorname{Im} a = k\,|a|^2, \qquad (25)$$

и легко видеть, что мнимая часть показателя преломления при выполнении условия (25) равна нулю. Отсюда следует, что в отличие от случая хаотически распределенных центров при наличии только упругого рассеяния показатель преломления волны, проходящей через кристаллическую решетку, действителен.

Физический смысл полученного результата состоит в том, что в рассматриваемых условиях отсутствует некогерентное рассеяние и связанное с ним поглощение проходящей волны. Поэтому показатель преломления должен быть действительным. В случае наличия неупругих процессов показатель преломления комплексен, но мнимость связана только с истинным поглощением. Выражения для волны в пластинке и вне ее, полученные для слоя со случайным распределением центров, справедливы и при упорядоченном расположении центров с заменой a на b и ρ на $\frac{1}{d^3}$.

III.

Пусть теперь частица и рассеивающие центры обладают спинами. В этом случае опять справедлива система уравнений (2), причем амплитуды рассеяния являются операторами, действующими в спиновом пространстве[1]. Для нахождения когерентной волны в такой среде нужно усреднить систему операторных уравнений (2) по состоянию поляризации рассеивателей.

$$\langle A_i \rangle = \langle a_i \rangle + \sum_{k \neq i} \frac{e^{ikR_{ik}}}{R_{ik}}\, e^{i\vec{k}\vec{R}_{ki}} \langle a_i A_k \rangle, \qquad (26)$$

где $\langle A_i \rangle = \operatorname{Sp} \rho A_i$,

$\rho = \rho_1 \rho_2 \dots \rho_N$, ρ_i – поляризационная матрица плотности i -го рассеивателя (мы предполагаем, что ядерные спины между собой не скоррелированы).

Среднее $\langle a_i A_k \rangle = Sp \rho\, a_i A_k$ можно переписать следующим образом:

$$\langle a_i A_k \rangle = Sp\, \rho_i \{ a_i\, Sp\, \rho_1 \ldots \rho_{i-1} \rho_{i+1} \ldots \rho_N A_k \} = Sp\, \rho_i \{ a_i \langle A_k \rangle_i \}. \quad (27)$$

При случайном распределении очень большого числа центров справедливо равенство

$$\overline{\langle A_k \rangle_i} = \overline{\langle A(R_k) \rangle}, \quad (28)$$

являющееся следствием того, что в этом случае амплитуда $\overline{\langle A_k \rangle_i}$ не зависит от координат и спина i -го рассеивателя.

Если центры расположены в виде кубической решетки, то в силу ее симметрии амплитуды A_k зависят только от координат и поляризации k-го рассеивателя, что снова приводит к заключению о равенстве (28).

Следовательно, как в первом, так и во втором случае:

$$\langle a_i A_k \rangle = \langle a_i \rangle \langle A_k \rangle, \quad (29)$$

и система уравнений (20) принимает вид:

$$\langle A_i \rangle = \langle a_i \rangle + \sum_{k \neq i} \langle a_i \rangle \langle A_k \rangle \frac{e^{ikR_{ik}}}{R_{ik}} e^{i\vec{k}\vec{R}_{ki}}. \quad (30)$$

В системе (30) все амплитуды являются операторами, действующими в спиновом пространстве падающей частицы. В случае рассеяния медленных нейтронов на ядрах, обладающих поляризацией $\vec{p}$, амплитуда $\langle a_i \rangle$ может быть записана в форме:

$$\langle a_i \rangle = \alpha + \beta (\vec{\sigma}\, \vec{P}), \quad (31)$$

где $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор, составленный из спиновых матриц Паули.

Будем считать, что нейтроны поляризованы по или против оси z. Если поляризация ядер параллельна оси z, систему (30) можно переписать следующим образом:

$$\langle A_i \rangle_{\pm} = (\alpha \pm \beta p) + (\alpha \pm \beta p) \sum_{k \neq i} \frac{e^{ikR_{ik}}}{R_{ik}} e^{i\vec{k}\vec{R}_{ki}} \langle A_k \rangle_{\pm}, \quad (32)$$

где $\langle A_i \rangle_+$ и $\langle A_i \rangle_-$ – эффективные амплитуды рассеяния нейтрона, поляризованного по и против оси z соответственно.

Рассуждая так же, как и в п.п. 1 и 2, мы опять получим интегральное уравнение вида (7), в котором при хаотическом распределении центров величина a заменяется на $(\alpha \pm \beta p)$, а в случае кристалла – на $\dfrac{\alpha \pm \beta p}{1 + ik(\alpha \pm \beta p)}$. Отсюда ясно, что при прохождении через поляризованную мишень нейтронная волна с поляризацией по оси z обладает показателем преломления, отличным от показателя преломления волны с поляризацией против оси z. В неполяризованной мишени $P = 0$ и оба показателя преломления совпадают.

Обратим внимание на то обстоятельство, что при наличии спинового взаимодействия показатель преломления кристаллической мишени даже при упругом рассеянии, вообще говоря, не является действительным. В самом деле,

$$\mathrm{Im}\ \frac{\alpha \pm \beta P}{1+ik(\alpha \pm \beta P)} = \mathrm{Im}\ \frac{(\alpha \pm \beta P) - ik|\alpha \pm \beta P|^2}{|1+ik(\alpha \pm \beta P)|^2}. \qquad (33)$$

Согласно оптической теореме [5] для ядер со спином $\frac{1}{2}$ в случае S - рассеяния

$$\mathrm{Im}(\alpha \pm \beta P) = \frac{k}{4\pi}\ \sigma^{(\pm)}_{\text{полн.}} = k\ \{|\alpha|^2 + 3|\beta|^2 + (2\,\mathrm{Re}(\alpha\beta^*) - 2|\beta|^2)P\} \qquad (34)$$

мы получим

$$\mathrm{Im}\ \frac{\alpha \pm \beta P}{1+ik(\alpha \pm \beta P)} = \frac{\frac{k}{\pi}(\sigma^{(+)}_{\text{полн.}} - 4\pi|\alpha \pm \beta P|^2)}{|1+ik(\alpha \pm \beta P)|^2} =$$

$$= k\ \frac{3|\beta|^2 - |\beta|^2 P^2 + 2|\beta|^2 P}{|1+ik(\alpha + \beta P)|^2}. \qquad (35)$$

Пусть мишень полностью поляризована ($P = 1$). Если поляризация нейтрона параллельна поляризации ядер, рассеяние с переворотом спина невозможно, $\sigma_{\text{полн}} = 4\pi|\alpha + \beta|^2$, и показатель преломления действителен.

Если поляризация нейтрона противоположна поляризации ядер, то

$$\sigma_{\text{полн.}} = 4\pi|\alpha - \beta|^2 + 16\pi|\beta|^2. \qquad (36)$$

В этом случае показатель преломления (36) комплексный и коэффициент поглощения в первом приближении по параметру $|\alpha - \beta|\lambda^2 d^{-3}$ равен:

$$\chi = \rho\,\sigma_{\text{перев}} \qquad (37)$$

где $\rho = \frac{1}{d^3}$, $\sigma_{\text{перев.}} = 16\pi|\beta|^2$ - сечение рассеяния с переворотом спина.

При $P \neq 1$ оба показателя преломления

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\pi\rho(\alpha + \beta P)}{k^2(1 + ik(\alpha + \beta P))}} \quad \text{и} \quad n = \sqrt{1 + \frac{4\pi\rho(\alpha - \beta P)}{k^2(1 + ik(\alpha - \beta P))}}$$

комплексны, причем затухание каждого из проходящих пучков определяется "некогерентной" частью упругого рассеяния, равной

$$\sigma^{(\pm)}_{\text{нк}} = \sigma^{(\pm)}_{\text{полн.}} - 4\pi\,|\alpha \pm \beta P|^2 = 4\pi\,|\beta|^2(3 \mp 2P - P^2)\,. \tag{38}$$

Можно показать, что затухание проходящего нейтронного пучка в кристалле связано не только с рассеянием, которое сопровождается переворотом спина, но и с рассеянием без переворота спина на флюктуациях числа ядер мишени, находящихся в определенном спиновом состоянии. Такие флюктуации имеют место в случае, когда мишень неполяризована или частично поляризована, и отсутствуют в полностью поляризованной мишени. В соответствии с этим "некогерентную" часть упругого рассеяния (38) можно представить в виде суммы двух членов:

$$\sigma_1^{(\pm)} = 8\pi\,|\beta|^2(1 \mp P) \tag{39}$$

и

$$\sigma_2 = 4\pi\,|\beta|^2(1 - P^2), \tag{40}$$

где $\sigma_1^{(\pm)}$ –сечение рассеяния нейтрона на ядре с переворотом спина, σ_2 – сечение рассеяния на флюктуациях.

Величина σ_2, как и следовало ожидать, одинакова для обоих направлений спина нейтрона и обращается в нуль, если $P = 1$. При $P = 0$

$$\sigma^{(+)}_{\text{нк}} = \sigma^{(-)}_{\text{нк}} = 3\sigma_2 = |2\pi|\beta|^2\,. \tag{41}$$

Заметим, что разность коэффициентов поглощения нейтронных пучков, полностью поляризованных по и против оси z, пропорциональна поляризации мишени:

$$\chi^{(-)} - \chi^{(+)} = \rho\,(\sigma^{(-)} - \sigma^{(+)}) = 16\pi\,|\beta|^2\rho P = \chi\,P\,, \tag{42}$$

где величина χ определяется по формуле (37). Отсюда следует, что разность ширин двух уровней нейтрона в среде

$$\gamma_{(-\frac{1}{2})} - \gamma_{(\frac{1}{2})} = 16\pi|\beta| \rho v P, \qquad (43)$$

где v - скорость нейтрона. Соотношение (43) было уже отмечено в работе /6/x/.

Литература

1. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-2111. Дубна, 1965.
2. M.Lax. Rev. Mod. Phys., 23, 287 (1951).
3. Ю.Н. Гнедин, А.З. Долгинов. ЖЭТФ, 45, 1136 (1963).
4. Ю.Н. Гнедин, А.З. Долгинов. ЖЭТФ, 48, 548 (1965).
5. Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 1584 (1957).
6. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 48, 1146 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1965 г.

---

x/ В нашей работе /6/ неправильно утверждается, что некогерентное рассеяние нейтронов в кристалле обязательно связано с переворотом спина; исправление этой ошибки не приводит к изменению основных результатов работы. Следует, впрочем, отметить, что указанное заблуждение является общепринятым.