8/IV-74

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р3 - 7809

И.М.Франк

ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P3 - 7809

И.М.Франк

ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Лекция на II Международной школе ОИЯИ по нейтронной физике (Алушта, 2-19 апреля 1974 г.)

I. Введение.

Ультрахолодные нейтроны со скоростью $V < V_0 = V_{lim}$ обладают, как известно, способностью испытывать практически полное отражение от поверхности многих веществ [I,2]. Такое отражение может иметь место, когда длина когерентного рассеяния ядер вещества b положительна.

Величина V_0 равна

$$V_0 = \frac{h}{m}\sqrt{\frac{Nb}{\pi}}. \qquad (I.I)$$

Здесь h - постоянная Планка,
m - масса нейтрона,
и N - число ядер в единице объема.

Для твердых веществ скорость V_0 по порядку величины — это метры в секунду (для меди V_0 = 5,7 м/сек), и ей соответствует энергия $E \sim 10^{-7}$ эв.

Нейтроны со скоростями $V \leq V_0$ составляют группу, имеющую качественно иные, по сравнению с другими, свойства. Поэтому представляется рациональным ввести для них и особое название, подобно тому, как медленные нейтроны нам привычно разделять на группы - резонансные, тепловые и холодные, хотя, строго говоря, точных границ между этими группами не существует. В литературе нейтроны с энергией меньше 10^{-4} эв часто называют ультрахолодными. В связи со сказанным следовало бы разделить эту область энергий на две:

- очень холодные нейтроны - $E < 10^{-4}$ эв,
- ультрахолодные нейтроны - $E < 10^{-7}$ эв.

Рассмотрение оптических свойств таких нейтронов можно вести двумя путями: можно положить в основу рассмотрения средний потенциал, действующий на нейтроны в среде [3], или же исходить из величины показателя преломления нейтронных волн[4,5].

Ф.Л.Шапиро в своем обзоре /3/ использует средний потенциал, непосредственно связанный с квазипотенциалом Ферми /6/ и равный

$$\mathcal{U} = \frac{h^2}{2\pi m} Nb = \frac{\hbar^2}{2\pi m} Nb = \frac{2\pi \hbar^2}{m} Nb \qquad (I.2)$$

Не верно, не h а $\hbar$; $h = 2\pi\hbar$

Если такой потенциал положителен, то энергия нейтрона $E = \frac{mV^2}{2}$ при попадании в среду уменьшится на величину $\mathcal{U}$

$$\frac{mV_1^2}{2} = \frac{mV^2}{2} - \mathcal{U} \qquad (I.3)$$

или

$$V_1^2 = V^2 - V_0^2,$$

где $V_0^2 = \frac{2}{m}\mathcal{U} = \frac{h^2}{m^2}\frac{Nb}{\pi}$ равно (I.I), т.о. нейтроны со скоростью $V < V_0$ при любом угле падения в среду проникнуть не могут, так как квадрат их скорости V_1^2 становится меньше нуля.

При этом следует иметь в виду, что сила, действующая на нейтрон у границы среды, направлена по нормали к ее поверхности (ось Z). Поэтому из трех компонент скорости $(V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)$ будет меняться только V_z.

Таким образом,

$$V_1^2 = V_x^2 + V_y^2 + (V_z^2 - V_0^2)$$

$$V_{1z}^2 = V_z^2 - V_0^2. \qquad (I.4)$$

Следовательно, для проникновения нейтрона в среду необходимо $V_z > V_0$, а $V_z = V_0$ определяет угол полного внутреннего отражения для нейтронов с любым V. Поскольку всегда $V_z \leq V$, то при $V < V_0$ отражение происходит уже при

любом угле падения. Сказанное является корпускулярной формулировкой условия полного отражения нейтронов и говорит о том, что для этого явления существенна только компонента скорости нейтрона V_z.

Для нахождения коэффициента отражения, а также потока и плотности нейтронов в среде необходимо перейти к волновой формулировке задачи. Для этого необходимо найти Ψ -функцию для нейтронов в среде из уравнения Шредингера при заданных E и $\mathcal{U}$.

Это тем более необходимо потому, что $\mathcal{U}$ – на самом деле величина комплексная

$$\mathcal{U} = \mathcal{U}' - i\,\mathcal{U}'', \qquad (I.5)$$

так как величина b комплексна

$$b = b' - i\,b'', \qquad (I.6)$$

причем b'' обычно очень мала по сравнению с b'. В самом деле, величина b' во многих случаях близка к 10^{-12} см (для меди $b' = 0{,}79 \cdot 10^{-12}$ см). Что касается b'', то, согласно оптической теореме, мнимая часть b, т.е. b'' связана с полным сечением σ_t для нейтронов соотношением

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{K} b'', \qquad (I.7)$$

где K – волновой вектор (здесь предполагается, что эффективное b'' в среде по крайней мере не очень отличается от мнимой части длины рассеяния b_0'' для изолированного ядра). Принимая σ_t равным 10 барнам для тепловых нейтронов, т.е. $\sigma_t = 10^{-23}$ см^2, получим $b'' = 0{,}3 \cdot 10^{-15}$ см, что составляет менее тысячной от величины b'. Поэтому в большинстве явлений, связанных с медленными нейтронами, например, для определения V_0, можно считать b действительной величиной. Однако нельзя полагать b'' равным нулю при расчетах коэффициента отражения ультрахолодных нейтронов, т.к. в этом случае он окажется равным единице, поскольку именно b'' содержит сечение захвата нейтронов. Для физики ультрахолодных нейтронов это крайне существенно, и поэтому мы не будем в дальнейшем тексте пренебрегать b''. Мы должны также иметь в виду, что b', а особенно b'' в среде несколько иные, чем b_0' и b_0'' для изолированного ядра. Этот вопрос будет обсужден позже (см. § 3).

Т.о., вместо (I.3) и (I.4) мы должны писать

$$V_1^2 = V^2 - V_0^2 + iV_i^2 \qquad (I.8)$$

$$V_{1z}^2 = V_z^2 - V_0^2 + iV_i^2, \qquad (I.9)$$

где $$V_0^2 = \frac{h^2}{m^2}\frac{Nb'}{\pi}; \quad V_i^2 = \frac{h^2}{m^2}\frac{Nb''}{\pi}. \qquad (I.10)$$

Возможность отрицательной величины V_1^2 при $V < V_0$ и комплексность V_1^2 приобретают физический смысл, если от скоростей перейти к волновым векторам

$$K_1^2 = \frac{mV_1^2}{\hbar^2}; \; K^2 = \frac{mV^2}{\hbar^2}; \; K_0^2 = \frac{mV_0^2}{\hbar^2} = 4\pi Nb'; \; K_i^2 = \frac{mV_i^2}{\hbar^2} = 4\pi Nb'' \qquad (I.11)$$

Т.о. уравнения (I.8) и (I.9) запишутся так:

$$K_1^2 = K^2 - K_0^2 + iK_i^2 = K^2 - 4\pi Nb \qquad (I.12)$$

$$K_{1z}^2 = K_z^2 - K_0^2 + iK_i^2 = K_z^2 - 4\pi Nb \qquad (I.13)$$

$$b = b' - ib''$$

Очевидно, что написанные здесь K_1^2 и K_{1z}^2 удовлетворяют уравнению Шредингера для волны с данными K и K_z, преломляющейся в среду, в которой имеется потенциал U, равный (I.2). Тот факт, что в соответствии с (I.4) из трех компонент вектора K при преломлении волны в среду меняется только K_z, направленная по нормали, является общим свойством волновых процессов. Существенно, однако, что при $b = Const$ изменение K_z – также константа, т.е. не зависит от K.

В этом случае получаем, что особенности отражения и преломления нейтронов, включая и их вероятности, однозначно определяются с величинами K_z и b. Из величин K_1^2 и K^2 сразу находим квадрат показателя преломления волн $n^2 = \varepsilon$, т.е. величину, аналогичную диэлектрической постоянной ε для света. По определению,

$$n^2 = \varepsilon = \frac{K_1^2}{K^2} = \frac{V_1^2}{V^2}, \qquad (I.14)$$

или, используя (I.10) и (I.11),

$$n^2 = 1 - \lambda^2\frac{Nb}{\pi} \; ; \; b = b' - ib'',$$

или

$$n^2 = 1 - \frac{V_0^2}{V^2} + i\frac{V_i^2}{V^2} \qquad (I.15)$$

$$V_0^2 = \frac{h^2}{m}\frac{Nb'}{\pi}; \; V_i^2 = \frac{h^2}{m}\frac{Nb''}{\pi}.$$

Существенность только K_z в отражении и преломлении волн, очевидно, позволяет вместо волны с вектором K, падающей под углом θ, рассматривать волну, идущую по нормали и имеющую волновой вектор $K_z = K \cos\theta$. При этом из сравнения (I.I2) и (I.I3) видно, что, аналогично (I.I4), такой волне следует приписать квадрат показателя преломления n_z^2, который получается из (I.I5), заменой V на V_z

$$n_z^2 = \frac{K_{1z}^2}{K_z^2} = 1 - \frac{V_0^2}{V_z^2} + i\,\frac{V_i^2}{V_z^2}. \tag{I.I6}$$

Т.о.,

$$K_{1z} = K_z n_z. \tag{I.I7}$$

Здесь, как и ранее, предполагается, что b' – величина положительная. Т.о., если пренебречь мнимой частью n^2, то при уменьшении V величина n^2 убывает и становится отрицательной при $V < V_0$, т.е. n становится мнимой величиной. Это и определяет особенности оптики ультрахолодных нейтронов. Для ядер с отрицательной длиной рассеяния нужно поставить знак плюс перед V_0^2 или считать V_0^2 отрицательным. Величина n^2 при этом растет с уменьшением V^2.

2. Оптическая аналогия и особенности дисперсии нейтронных волн.

Второй подход к оптике ультрахолодных нейтронов состоит в том, чтобы, исходя из констант взаимодействия нейтронов с ядрами и средой, сразу найти величину n^2, не прибегая к нахождению потенциала U. Тогда, пользуясь граничными условиями для волн, приводящими к соотношениям, аналогичным коэффициентам Френеля, можно найти амплитуды и фазы отраженной и преломленной волн /4/.

Оба подхода в принципе равнозначны, т.к., зная U, как мы видели, сразу можно определить n^2 и, очевидно, наоборот. Однако, поскольку задача непосредственного вычисления U или n^2 пока не может быть решена вполне точно, то оба подхода следует рассматривать как независимые.

Природа показателя преломления нейтронных волн такая же, как для световых волн. Падающая волна вызывает при рассеянии вторичные волны, когерентное сложение которых и определяет преломленную и отраженную волны. Различие со светом определяется тем, что рассеивают, в основном, не атомы, а ядра и, принимая это во внимание, показатель преломления нейтронных волн можно написать по аналогии со светом.

В самом деле, для показателя преломления света, близкого к единице, его величина, как известно из оптики, определяется формулой

$$n^2 = 1 + 4\pi N\alpha; \quad |n^2 - 1| \ll 1, \tag{2.I}$$

где α – поляризуемость атомов среды.
Умножая уравнение (2.I) на $K^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$, где ω – частота света, получаем

$$K_1^2 = K^2 + 4\pi N \frac{\omega^2\alpha}{c^2}. \tag{2.2}$$

Поле напряженностью E' индуцирует в атоме дипольный момент $p = \alpha E'$, который создает в направлении первичной волны поле

$$E_1 = \frac{\omega^2}{c^2}\alpha \frac{E'}{r} e^{ikr}. \tag{2.3}$$

Т.о., амплитуда поля волны, рассеянной вперед, равна $A=\frac{\omega^2\alpha}{c^2}$. Очевидно, что в случае нейтронов ее следует в (2.2) заменить на $-b$. Тогда получим формулу, совпадающую с (I.I2):

$$K_1^2=K^2-4\pi Nb \quad ; \quad b=b'-ib'' \qquad (2.4)$$

или n^2, в согласии с (I.I4),

$$n^2=1-\lambda^2\frac{Nb}{\pi} ; \quad b=b'-ib''. \qquad (2.5)$$

В 1944 году Э.Ферми, видимо, впервые применивший понятие показателя преломления для описания полного внутреннего отражения нейтронов, использовал формулу, совпадающую с (2.5). При этом он ограничивается замечанием: "Из теоретических соображений следует" /7/ж). Вероятно, соображения эти в принципе аналогичны приведенным здесь, т.к. в лекциях по нейтронной физике 1945 г. /8/ он говорит об аналогиях показателя преломления для нейтронов и для рентгеновских лучей.

Формула (2.3) для рассеяния скалярных волн (например, звуковых) была получена Фолди /9/ в 1945 г. Обобщение этой формулы и обсуждение ее, в том числе применительно к нейтронам, содержится в статьях Лакса /I0/ 1951 – 1952 гг. Ряд связанных с этим проблем обсуждался в других, более поздних, работах /3,II-I4/ и, вероятно, еще будет обсуждаться.

ж) У Ферми величина b заменена сечением рассеяния $b=\sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}}$. Кроме того, он рассматривал только тепловые нейтроны, для которых $n-1$ близко к нулю (порядка 10^{-6}) и тогда $n+1$ можно считать равным двум.

Здесь я хочу обратить внимание на особенность дисперсии нейтронных волн. Сопоставим с этой целью формулы (2.I), (2.2) с (2.5) и (2.4). Поскольку поляризуемость α слабо зависит от λ, то n^2-1 для света в первом приближении – величина, от λ не зависящая. Для нейтронных волн, наоборот, если величина $b=Const$, то не зависит от λ величина $K_1^2-K^2=-4\pi b$ (см. (2.4) и (I.I2)), и то же соотношение имеет место и для $(K_{1z}^2-K_z^2)=-4\pi Nb$ (см. (2.I3)).

Посмотрим, чему это соответствует на волновом языке. Для любых волн

$$K_z^2=K^2\cos^2\theta=K^2(1-\sin^2\theta), \qquad (2.6)$$

где θ – угол падения, и

$$K_{1z}^2=K^2n^2\cos^2\theta_1=K^2(n^2-\sin^2\theta), \qquad (2.7)$$

т.к. из закона преломления $\sin^2\theta_1=\frac{1}{n^2}\sin^2\theta$. Сопоставляя эти уравнения, получаем

$$K_z^2-K_{1z}^2=K^2(1-n^2). \qquad (2.8)$$

Если мы потребуем, чтобы стоящая слева разность не зависела от K^2, то сразу получим для $(1-n^2)$ пропорциональность λ^2, как это и имеет место в (2.5).

Мы приходим, т.о., к выводу, что если правилен закон дисперсии (2.4), то при рассмотрении отражения и преломления нейтронных волн существенна только компонента V_z скорости нейтрона, для которой можно ввести показатель преломления n_z (I.I6).

Согласие с теорией величины угла полного внутреннего отражения для тепловых нейтронов и величины V_0 для ультрахолодных нейтронов показывает, что это утверждение и закон дисперсии правильны, с точностью, по крайней мере, в несколько процентов, в интервале изменения λ^2, по крайней мере, в 10^5 раз (от тепловых до ультрахолодных нейтронов).

Для области длин волн, соответствующих рентгеновским и вакуумным ультрафиолетовым лучам, здесь имеется прямая аналогия со светом, т.к. для света правилен тот же закон дисперсии :

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \tag{2.9}$$

где $\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$, т.н. плазменная частота. Однако в этом случае выполняются сразу два необходимых для электромагнитных волн условия - n^2 близко к единице и, кроме того, ω превышает собственные частоты атома. В области длин волн, таких же, как у ультрахолодных нейтронов, а также для света оптического диапазона формула (2.9) заведомо неверна.

В заключение отметим, что и в других оптических явлениях, связанных с нейтронами, так же как и для отражения и преломления волн, существенна только компонента скорости V_z.

Так, очевидно, что условие Брэгга-Вульфа для отражения нейтронных волн кристаллами, если выразить его через V_z, запишется так /4,9/

$$m V_z 2d = nh.$$

Это квантовая запись, вполне привычная с точки зрения боровского

условия квантования $\int p\,dq = nh$. Она удобна при рассмотрении метода дифракции нейтронов по времени пролета.

3. Эффективное поле нейтронных волн.

При получении формулы (2.5) для показателя преломления нейтронных волн мы исходили из аналогии со светом, для которого применимо соотношение (2.I). Однако правильность (2.I) ограничена областью n, близких к единице. При n, заметно отличных от единицы, (2.I) следует заменить формулой Лорентц-Лоренца *)

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N\alpha}{1 - \frac{4\pi}{3} N\alpha}, \tag{3.I}$$

которая совпадает с (2.I) только при $N\alpha \ll 1$. Если мы воспользуемся (3.I) как исходной для нахождения n^2 нейтронных волн, то получим иной закон дисперсии и иную величину V_0, и при этом V_z уже не будет компонентой, не зависящей от V при взаимодействии со средой.

Необходимо, следовательно, понять причину нарушения аналогии со светом. В электродинамике формула (3.I) получается, как известно, элементарно **), если принять во внимание, что электрическое поле, действующее на атом E', не равно в среде

---

*) В самом деле, если разрешить (3.I) относительно $N\alpha$, то получим привычную формулу $\frac{4}{3}\pi N\alpha = \frac{n^2-1}{n^2+2}$.

**) См., например, "Оптику" Макса Борна 1932 (русское издание, 1937) /I6/, в котором, в частности приведен вывод формулы Лорентц-Лоренца из интерференции когерентно-рассеянных волн. Эта книга не потеряла своего интереса и сейчас, несмотря на ряд последующих ее изданий /I6/.

внешнему полю E, а именно:

$$E' = E + \frac{4}{3}\pi P \quad ; \; P = N\alpha E', \tag{3.2}$$

откуда

$$E' = \frac{E}{1 - \frac{4\pi}{3} N\alpha} \tag{3.3}$$

и это, очевидно, должно учитываться.

Поэтому формула (2.2), как показал Лакс /I0/, в общем виде, пригодном и для света и для нейтронов, имеет вид

$$K_1^2 = K^2 + 4\pi N c f(a \leftarrow a). \tag{3.4}$$

Здесь $f(a \leftarrow a)$ – амплитуда волны, упруго рассеянной вперед, а величина $C = \frac{\text{эффективное поле}}{\text{когерентное поле}}$.

Т.о., в случае света (3.4) отличается от (2.2) наличием коэффициента C. Полагая $C = \frac{E'}{E}$, из (3.3) сразу получаем формулу Лорентц-Лоренца. Для получения (2.3) очевидно, нужно для нейтронов, в отличие от света, положить C = I. Т.о., проблема отличия (2.3) и (3.I) связана с различием эффективного поля в обоих этих случаях. Качественно это отличие легко понять. В самом деле, электрический диполь, кроме поля в волновой зоне (2.3), пропорционального K^2 и убывающего с расстоянием как $\frac{1}{r}$, в ближайшей зоне создает электростатическое поле, не зависящее от K. Оно пропорционально дипольному моменту и убывает с расстоянием как $\frac{1}{r^3}$. Т.о., внешнее поле, за счет поляризации диполей, соседних с данным, в самом деле создает дополнительное электростатическое поле, что и соответствует (3.2). Действительно, (3.3), в отличие от (2.3), не зависит от частоты колебаний. Иначе обстоит

дело для скалярной волны, такой как нейтронная *). В этом случае амплитуда рассеянной волны на любых расстояниях, превышающих радиус ядерных сил, убывает как $\frac{1}{r}$ и поле пропорционально $\frac{b e^{ikr}}{r}$, т.е. результирующее поле целиком получается из когерентного сложения волн **).

Можно ли, однако, утверждать, что для нейтронных волн C равно единице? По-видимому, и теоретически и экспериментально можно утверждать, что оно близко к единице. С этой точки зрения интересны работы /II-I2/ Барышевского, Подгорецкого и Любошица, в которых одним методом из когерентного сложения многократно рассеянных волн определен коэффициент преломления. В случае электромагнитных волн получалась формула Лорентц-Лоренца, а в случае нейтронных – формула (2.3). О согласии ее с опытом уже упоминалось. Необходимо, однако, отметить, что величины угла полного внутреннего отражения и пороговой скорости V_0 связаны с действительной частью длины рассеяния b', а, следовательно, действительная часть C в самом деле близка к единице. Что касается мнимой части, то можно только утверждать, что она мала по сравнению с единицей. При этом хотя бы небольшая мнимая часть в величине C не только может быть, но заведомо имеется, и ее необходимо учитывать.

Допуская это и обобщая формулу (2.4) в соответствии с результатом Лакса, мы получаем

---

*) Автор благодарен М.И.Подгорецкому за обсуждение этого вопроса.

**) Существенный вопрос о магнитных взаимодействиях здесь не рассматривается.

$$K_1^2 = K^2 - 4\pi N(c' - ic'')(b_0' - ib_0''), \qquad (3.5)$$

где b_0' и b_0'' – длины рассеяния для изолированного ядра. Возвращаясь к исходной формуле (2.4) или (I.I5), получим, что эффективные длины рассеяния в среде

$$b' = c'b_0' \ ; \quad b_0'' = c''b_0' + c'b'', \qquad (3.6)$$

причем, ввиду малости b'' и c'' их произведением пренебрегаем. Поскольку величина b''/b', как видели, порядка 10^{-3}, то достаточно даже малой по сравнению с C' величины C'', чтобы b'' заметно изменилось по сравнению с b_0''.

Покажем, что в какой-то мере это должно иметь место. В отличие от b'' (см. формулу (I.7)) к b_0'' заведомо применима оптическая теорема.

Т.о.,

$$b_0'' = \frac{K}{4\pi}\sigma_t = \frac{K}{4\pi}(\sigma_{ek} + \sigma_{en} + \sigma_c), \qquad (3.7)$$

где σ_{ek} – упругое когерентное рассеяние, σ_{en} – упругое некогерентное рассеяние и σ_c – сечение захвата нейтронов.

Допустим, что всеми сечениями, кроме σ_{ek}, можно пренебречь. Из теории рассеяния известно, что в случае центральной симметрии и S – волны амплитуда рассеяния f равна

$$f = (2iK)^{-1}(e^{2i\delta} - 1) = \frac{1}{K} e^{i\delta} \sin\delta. \qquad (3.8)$$

Сечение рассеяния при этом должно быть

$$\sigma_{ek} = 4\pi |f|^2 = \frac{4\pi}{K^2} \sin^2\delta. \qquad (3.9)$$

То же сечение должно получиться, согласно оптической теореме, из мнимой части f

$$\sigma_{ek} = \frac{4\pi}{K} Im f = \frac{4\pi}{K^2} \sin^2\delta, \qquad (3.10)$$

величина которой действительно совпадает с (3.9).
Величина $-b$ получится как предел f для малых K $\left(b_0' = -\frac{\delta}{K}\right)$. Т.о., в предположении малых K

$$b_0 = b_0' - i b_0'' = -e^{i\delta}\frac{\sin\delta}{K}. \qquad (3.11)$$

Допустим, что из таких когерентно рассеивающих ядер с длиной рассеяния b_0 построена плотная среда. Предположим, что K хотя и мало, но все же больше K_0 (холодные или очень холодные нейтроны). Поскольку единственным процессом взаимодействия с ядрами, как мы предположили, является когерентное рассеяние, то волна в среде может только перерассеиваться, когерентно складываясь в волну с волновым вектором K_1, распространяющуюся в среде. Из закона сохранения частиц следует, что такая волна затухать не будет. Отсюда следует, что K_1, а соответственно, и K_1^2 – действительные величины. Следовательно, b'' (I.I2) и (3.6), в отличие от b_0'', заведомо равна нулю (эта особенность отмечена в работе /II/).
Т.о., сравнивая с (3.II) и предполагая, что $b' = b_0'$ ($c' = 1$), получим

$$b = e^{i\delta} b_0 = -\frac{\sin\delta}{K}. \qquad (3.12)$$

Иными словами,

$$C = e^{-i\delta} = 1 + i K b_0'. \qquad (3.13)$$

В действительности, величина C'' заведомо содержит еще две поправки, которые должны быть учтены. Так, наличие упругого некогерентного рассеяния в однородной среде, по-видимому, также вносит только небольшую поправку в величину затухания когерентной волны в среде /14/. Следовательно, мнимая часть C в какой-то мере компенсирует σ_{en} в b_0''. Далее имеется процесс неупругого рассеяния нейтронов средой. Для очень холодных и ультрахолодных нейтронов он приводит к их нагреву и, следовательно, выбыванию из волны, распространяющейся в среде. Величина b_0'' для индивидуального ядра этот процесс, очевидно, не учитывает, т.к. неупругое рассеяние возникает только в среде. Следовательно, оно входит в величину C'', т.е. также за счет мнимой части величины C.

Несмотря на то, что эффективному полю C посвящено специальное исследование Лакса 1952 /10/, видимо, последовательное теоретическое его определение пока невозможно. Что касается экспериментального ее нахождения, то имеется очень чувствительный способ определения величины C'' (3.6). Коэффициент отражения R для ультрахолодных нейтронов /3,4/ *)

$$1 - R = \frac{2V_z}{(V_0^2 - V_z^2)^{1/2}} \frac{b''}{b'}.$$

*) В работах /3,4/ эта формула дана в несколько иной записи.

Т.о., измерение времени хранения ультрахолодных нейтронов непосредственно позволяет определить b''. Имеющийся сейчас экспериментальный материал показывает, что имеется некоторое дополнительное поглощение нейтронов, по-видимому, не зависящее от b_0''. По порядку величины вероятность поглощения при отражении больше ожидаемой из b_0'' примерно на $3 \cdot 10^{-4}$. Если сделать гипотезу, что она объясняется величиной C'', то получим, что дополнительное увеличение C'' против ожидаемого, из элементарных соображений, примерно $3 \cdot 10^{-4}$. Можно надеяться, что при более последовательном вычислении величины C'' природа этой поправки будет понятна. Во всяком случае, она означает настолько малое отличие C от единицы, что нет оснований удивляться тому, что она может иметь место. С точки зрения физической, введение такой феноменологической поправки в C'' означает, что в законе поглощения ультрахолодных нейтронов в настоящее время не все учтено. В области скоростей нейтронов, превышающих V_0, эта поправка, как показывают эксперименты Штейерла, по-видимому, отсутствует /3;17/.

Литература.

1. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952 (1959).
2. В.И.Лущиков, Ю.Н.Покотиловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ Р3-4127 Дубна, 1968; письма ЖЭТФ, 9, 23 (1969).
3. Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, Р3-7135 (1973). Доклад на Межд. конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов, Будапешт, 1972.
4. И.М.Франк. Природа, № 9, 24 (1972). Сообщение на Межд. конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов, Будапешт, 1972.

5. И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. Издательство Наука, Москва, 1965.

6. Э.Ферми. Научные труды, т.I, Серия "классики науки". Издательство Наука, Москва, 1971, стр.741, E.Fermi. Rec. Scient., 1936, 7 (2), 13.

7. Э.Ферми, Научные труда, т.II. Серия "классики науки". Издательство Наука, Москва, 1972, стр. 226.

8. Э.Ферми. Там же стр. 270.

9. L.I.Foldy. Phys.Rev., 67, 107 (1945).

10. M.Lax. Rev. of Mod. Phys., 23, 287 (1951); Phys. Rev., 85, 621 (1952).

11. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-2111, Дубна, 1965.

12. В.Л.Любошиц, ЖЭТФ, 52, 926, (1967).

13. Ю.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 49, 1804, (1965).

14. В.К.Игнатович. Препринт ОИЯИ Р4-6553, Дубна, (1972).

15. И.М.Франк. Препринт ОИЯИ, Р-3-5754, Дубна, (1971).

16. Макс Борн. Оптика, ОНТИ, Харьков, 1937; M.Born, E.Wolf. Principles of Optics, Pergamm Press, 1965; Основы оптики, изд. Наука, Москва, 1970.

17. A.Steyerl and H.Vonach. Z.Physik, 250, 166 (1972). A.Steyerl. Dissertation Technische Universitat, Munchen, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1974 года.