

С 372 г 23

16/x1-

X-383

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

14 - 5189



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

К. Хенниг, К. Темпельхофф, З.А. Усманова

О ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

1970

14 - 5189

К. Хенниг, К. Темпельхофф, З.А. Усманова

**О ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ**

8553/2 4P

УДК 537.873.01
ББК 22.373.01

1. В в е д е н и е

На основе работы Ф.Л. Шапиро^{/1/}, в которой указывается возможность более точного измерения некоторых элементарных свойств нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов (УН), в Лаборатории нейтронной физики началась разработка методики извлечения и удержания УН. Методика основана на известном свойстве нейтронов достаточно низкой энергии испытывать полное отражение от стенок при любых углах падения^{/2/}. Для обычных материалов этот эффект имеет место при скоростях нейтронов меньше 10 м/сек.

Первые опыты показали^{/3/}, что с помощью изогнутой медной трубы возможно получать на импульсном реакторе ИБР-1 УН с максимальной скоростью $v_{\text{макс.}} \approx 5,7$ м/сек, которая соответствует энергии $\approx 10^{-7}$ эв и длине волны $\approx 500\text{Å}$. Однако их поток $\phi_{\text{УН}}$ очень мал. В^{/3/} получено значение $\phi_{\text{УН}} \approx 10^{-2}$ н.см⁻².сек⁻¹. Поток тепловых нейтронов в замедлителе, из которого УН выходили в трубу, составлял $\phi_0 = 1,6 \cdot 10^{10}$ н.см⁻².сек⁻¹. При наилучших условиях извлечения УН из замедлителя поток УН оценивается из максвелловского распределения тепловых нейтронов и при $\phi_0 = 10^{14}$ н.см⁻².сек⁻¹ $\phi_{\text{УН}} \approx 1,1 \cdot 10^3$ н.см⁻².сек⁻¹. Выбранное ϕ_0 соответствует потоку стационарного реактора мощности ≈ 10 Мвт. В проектируемом реакторе ИБР-2 ожидаемый поток тепловых нейтронов на поверхности замедлителя в максимуме импульса при частоте

5 сек⁻¹ составит $\phi_0 \approx 10^{16}$ н.см⁻².сек⁻¹ /4/ и соответственно больший поток УН $\phi_{УН}$ в импульсе. Учитывая современные возможности, разумно исходить из величины потока УН $\phi_{УН} \approx 10 + 100$ н.см⁻².сек⁻¹ для оценки необходимого времени измерения, которое потребуется для проведения исследований задач по физике твердого тела. Проведенные нами оценки показывают, что задача может состоять только в исследовании полного сечения рассеяния σ . При этом утрачивается преимущество использования тепловых нейтронов по сравнению с другими методами исследования квазичастиц, а именно, возможность одновременного определения передачи импульса и энергии.

Подробное рассмотрение различных процессов взаимодействия УН с веществом показывает (см. раздел 2), что перспективно исследование неупругих процессов, которые связаны со спиновой зависимостью потенциального рассеяния ядра в случае невырожденных спиновых уровней. Проблемы, связанные с взаимодействием УН с ядерным спином, близки к проблемам, изучаемым методами парамагнитного резонанса, ядерного резонанса, эффекта Мессбауэра и др.

2. Процессы взаимодействия ультрахолодных нейтронов с твердым телом

2.1. Общие замечания

Поскольку величины полного сечения рассеяния для различных процессов в области энергии нейтронов $E \lesssim 10^{-4}$ эв почти совсем не исследованы, придется их оценивать на основе теоретических соображений. Существенную роль играют сечения следующих процессов: сечение поглощения σ_a , сечение парамагнитного рассеяния $\sigma_{\text{пара}}$, сечение

упругого некогерентного рассеяния $\sigma_{\text{У}}^{\text{НК}}$ и сечение неупругого когерентного и некогерентного рассеяний $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{ког}}$ и $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{НК}}$. Кроме этого, надо добавить процесс полного отражения, который испытывает УН достаточно низкой энергии при любом угле падения на поверхность вещества или магнитного поля^{/5/}. Условием для возникновения последнего процесса этого является неравенство:

$$E_{\text{УН}} < E = \frac{h^2}{2\pi m} N b_{\text{ког}} + \mu_n B, \quad (1)$$

где $E_{\text{УН}}$ - энергия УН, m - масса нейтрона, N - число ядер в единице объема вещества, $b_{\text{ког}}$ - когерентная амплитуда рассеяния на связанном ядре, μ_n - магнитный момент нейтрона и B - магнитная индукция среды. Первое слагаемое имеет для Be, C, Al, Fe, Cu, Zn, Pb и др. порядок 10^{-7} эв (см. таблицу 7в^{/5/}), а второе $\leq 10^{-7}$ эв, если $B \lesssim 20$ Кгс.

Рассмотрим остальные процессы подробнее.

2.2. Сечение поглощения

В случае медленных нейтронов (энергий $10^{-4} + 1$ эв) основным каналом распада промежуточного ядра является испускание γ -кванта, а это значит, что сечение поглощения $\sigma_a \approx \sigma_{n,\gamma}$. $\sigma_{n,\gamma}$ описывается формулой Брейта-Вигнера^{/5,6/}. Для энергий нейтрона меньше резонансной и при условии, что резонансная энергия больше ширины резонанса, получается $\sigma_a \approx \Gamma_\gamma / v$, где v - скорость нейтрона и Γ_γ - радиационная ширина. В области медленных нейтронов $\Gamma_\gamma \approx \text{const}$. Чтобы получить значения σ_a для энергии УН, необходимо экстраполировать по закону $1/v$ величины σ_a , данные в^{/6,7/} для нейтронов тепловой энергии. Для боль-

шинства элементов (изотопов) $\sigma_a > 100$ барн для УН. Исключением являются, как правило, легкие элементы: D, Be, C, O, F, Mg, Al, Si, P, Zr и также Pb, Bi и др. Однако точность этих оценок зависит от применимости экстраполирования σ_a по закону $1/v$ для рассматриваемого ядра, что определяется параметрами резонансов. На графиках $\sigma_a(E)$ в^{17/} видно, в какой мере осуществляется для выбранного изотопа ход σ_a по $1/v$ при низких энергиях.

До сих пор экспериментально исследовано поведение σ_a только для Au в области низких энергий (10^{-3} до $0,5 \cdot 10^{-6}$ эв)^{18/}. Результаты показывают относительно хорошее поведение σ_a по закону $1/v$ (σ_a изменяется от 500 барн при энергии нейтронов 10^{-3} эв до 20000 барн при $E_n = 0,5 \cdot 10^{-6}$ эв).

2.3. Сечение парамагнитного рассеяния

Сечение рассеяния неполяризованных нейтронов на парамагнитном атоме в предельном случае нейтронов больших длин волн ($\lambda > 10 \text{ \AA}$) имеет вид (см. стр. 33 в^{15/})

$$\sigma_{\text{пара}} = \frac{8\pi}{3} (r_0 \gamma)^2 S(S+1) = 1,26 S(S+1) \text{ [барн]}, \quad (2)$$

где $r_0 = e^2/m_e c^2$ - классический радиус электрона, γ - величина магнитного момента нейтрона, выраженная в ядерных магнетонах, S - спин атома.

Для простейшего случая $S=1/2$ получается $\sigma_{\text{пара}} = 0,94$ барн.

Однако надо добавить, что уравнение (2) справедливо только в том случае, если уровни электронов вырождены, иначе могут возникнуть неупругие процессы с изменением энергии нейтронов. В работах^{18/} найденные спектры интерпретируются на основе этого эффекта.

Из теории тонкой и сверхтонкой структуры парамагнитных ионов известно, что энергетические уровни, связанные с магнитным моментом изолированного парамагнитного иона, могут расщепляться из-за разных процессов взаимодействия. Порядок величины расщепления различен для различных процессов: для взаимодействия с электрическим кристаллическим полем окружения $\approx 10^{-3} + 1$ эв, для спин-орбитального взаимодействия $\approx 10^{-2}$ эв и $\approx 10^{-1}$ эв в случае 3d и 4f электронов соответственно, для спин-спинового взаимодействия $\approx 10^{-4}$ эв и для сверхтонкого взаимодействия $\approx 10^{-5} + 10^{-7}$ эв /9/. Представление об "изолированном ионе" справедливо, если концентрация парамагнитных ионов не превышает 0,1 мол%. В противном случае диполь-дипольное взаимодействие между ионами с 3d-электронами ведет к сильному уширению резонансных линий, наблюдаемых электронным парамагнитным резонансом, что может сильно препятствовать исследованию разных электронных переходов с энергией $< 10^{-4}$ эв.

Так как для исследования примесных ионов в твердом теле с помощью имеющихся потоков медленных нейтронов требуется концентрация ионов 1 мол% и больше, применение нейтронов для подобных исследований является нецелесообразным. Однако надо иметь в виду, что УН могут нагреваться вследствие взаимодействия их с электронами, которые находятся на разных энергетических уровнях. Кроме того надо заметить, что сечение парамагнитного рассеяния в случае одного возбужденного уровня и УН одной энергии пропорционально отношению импульсов нейтронов p'/p , где p' и p - импульсы нейтронов после и до рассеяния соответственно. Это ведет к сильному увеличению сечения парамагнитного рассеяния,

например, в ≈ 30 раз, если энергия УН $\approx 10^{-7}$ эв, а энергия электронного перехода $\approx 10^{-4}$ эв. (В случае медленных нейтронов и температур $\lesssim 300^\circ\text{K}$ такого явления нет, так как высоко лежащие энергетические уровни пусты).

В случае редкоземельных элементов наблюдения электронных переходов с энергией $\lesssim 10^{-3}$ эв производить легче, чем в случае элементов группы железа, так как 4f-электроны хорошо заэкранированы электронами внешних оболочек и ширина наблюдаемых уровней мала. При этом надо иметь в виду, что с помощью нейтронов возможно исследовать металлы и сплавы. Такие исследования с помощью других методов значительно затруднены.

2.4. Сечение упругого рассеяния

При рассмотрении упругого рассеяния для УН сечение когерентного упругого рассеяния равно нулю, потому что брэгговское рассеяние отсутствует, если $\lambda > 2d_{\text{макс}}$, λ - длина волны нейтронов и $d_{\text{макс}}$ - максимальное межплоскостное расстояние. Для обычных неорганических материалов $d \gtrsim 1\text{\AA}$. Очень интересным процессом при обсуждении возможностей использования УН в физике твердого тела является некогерентное рассеяние, когда нельзя пренебречь расщеплением спиновых уровней ядер. Это значит, что рассеяние неупругое. Обозначим сечение процесса

$$\sigma_{\text{НУ}}^{\text{НК}} (\text{спин}) \equiv \sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}.$$

Для вычисления $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}$ используется формализм псевдопотенциала Ферми, изложенный, например, в [5, 10]. Применение этого формализма для очень низких энергий нейтронов справедливо потому, что выполняется условие $r_0 \ll d$ и $r_0 \ll \lambda$, r_0 - радиус действия ядерных сил

($\leq 10^{-12}$ см), d - расстояние между ближайшими ядрами в решетке ($\geq 10^{-8}$ см), λ - длина волны нейтрона ($\approx 5 \cdot 10^{-6}$ см для УН). Запишем потенциал взаимодействия нейтрона с ядром в виде (см. ^{/10/} уравн. (14.1) и (14.2)):

$$V_{\ell}(\vec{r}_n) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \{A_{\ell} + B_{\ell}(\vec{S}_n \cdot \vec{I}_{\ell})\} \delta(\vec{r}_n - \vec{R}_{\ell}), \quad (3)$$

где \vec{S}_n - спин нейтрона и \vec{I}_{ℓ} - спин ядра в узле решетки ℓ (в дальнейшем не будем учитывать колебания решетки). Вводим

$$a_{\ell}^{\text{эфф}} = \eta_{\ell}^{+} a_{\ell}^{+} + \eta_{\ell}^{-} a_{\ell}^{-} \equiv A_{\ell} + B_{\ell}(\vec{S}_n \cdot \vec{I}_{\ell}), \quad (4)$$

где (см. ^{/5/} ур. (1.1.47) и (1.1.48)) проекционные операторы

$$\eta_{\ell}^{+} = \frac{I_{\ell} + 1 + 2(\vec{I}_{\ell} \cdot \vec{S}_n)}{2I_{\ell} + 1}, \quad \text{и} \quad \eta_{\ell}^{-} = \frac{I_{\ell} - 2(\vec{I}_{\ell} \cdot \vec{S}_n)}{2I_{\ell} + 1},$$

т.е.

$$A_{\ell} = \frac{(I_{\ell} + 1) a_{\ell}^{+} + I_{\ell} a_{\ell}^{-}}{2I_{\ell} + 1} \quad \text{и} \quad B_{\ell} = \frac{2(a_{\ell}^{+} - a_{\ell}^{-})}{2I_{\ell} + 1}, \quad (5)$$

a_{ℓ}^{+} - длина рассеяния с параллельными спинами \vec{S}_n и \vec{I}_{ℓ} , a_{ℓ}^{-} с антипараллельными спинами \vec{S}_n и \vec{I}_{ℓ} . Общая формула (см. ^{/10/} ур. (22.1)) с учётом (3) дает для неполяризованных нейтронов

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{p'}{p} \sum_{\ell\ell'} e^{i\vec{q}(\ell-\ell')} \{A_{\ell} A_{\ell'} 2\pi\delta(\omega) + \frac{1}{4} B_{\ell} B_{\ell'} \sum_{\alpha} \langle I_{\ell}^{\alpha} | I_{\ell'}^{\alpha} \rangle_{\omega}\}, \quad (6)$$

где

$$\langle I_{\ell}^{\alpha} | I_{\ell'}^{\alpha} \rangle_{\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle I_{\ell}^{\alpha} | I_{\ell'}^{\alpha}(t) \rangle e^{i\omega t}. \quad (7)$$

Выражение (7) - Фурье-компонента корреляционной функции ядерных спинов, p и p' - импульсы нейтронов до и после рассеяния, $\omega = \frac{1}{h}(E_p - E_{p'})$ и $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$ - изменение энергии и импульса нейтронов и $a = x, y, z$.

Первое слагаемое в скобках выражения (6) не учитывает спиновую зависимость ядерных сил и дает известные когерентные и некогерентные (только по изотопам) вклады в значения сечения упругого рассеяния. В дальнейшем рассмотрим только процессы, описываемые вторым слагаемым, в том случае, когда необходимо учитывать расщепление ядерных уровней.

Так как между ядерными спинами нет корреляций, следует

$$\langle I_{\ell}^a | I_{\ell'}^a \rangle = \delta_{\ell\ell'} \langle I_{\ell}^a | I_{\ell}^a \rangle_{\omega} \quad (8)$$

и

$$\frac{d^2 \phi}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2\pi h} \frac{p'}{p} \frac{1}{4} \sum_{\ell, a} B_{\ell}^2 \langle I_{\ell}^a | I_{\ell}^a \rangle_{\omega} \quad (9)$$

Рассмотрим теперь модель свободных спинов в поле H^z . Гамильтониан, который описывает взаимодействие магнитного момента ядра с магнитным полем, имеет вид

$$H = -\mu H^z \sum_{\ell} I_{\ell}^z \quad (10)$$

Вычисление корреляционной функции (8) дает:

$$\begin{aligned} \langle I_{\ell}^x | I_{\ell}^x \rangle_{\omega} &= \langle I_{\ell}^y | I_{\ell}^y \rangle_{\omega} \\ &= \pi \langle I_{\ell}^z \rangle \{ n(\Delta) \delta(\omega - \Delta) + (1+n) \delta(\omega + \Delta) \}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\Delta = \mu H^z$ и $n(\Delta) = \frac{1}{e^{\Delta/kT} - 1}$.

$$\langle I_{\ell}^z | I_{\ell}^z \rangle_{\omega} = 2\pi \delta(\omega) \langle (I_{\ell}^z)^2 \rangle \quad (12)$$

Определим намагниченность в пределе $\Delta \ll kT$, т.е. $n(\Delta) = kT / \Delta$ и

$$\langle I^z \rangle = \frac{1}{3} \frac{\Delta}{kT} I(I+1) \quad \text{и} \quad \langle (I^z)^2 \rangle = \frac{1}{3} I(I+1) \quad (13)$$

Следовательно, для (9) получается с (11)

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} \Big|_{\text{НУ}}^{\text{спин}} = \frac{1}{2\pi h} \frac{p'}{p} \frac{N}{4} B^2 \frac{2I(I+1)}{3} \pi \{ \delta(\omega - \Delta) + \delta(\omega + \Delta) \} \quad (14)$$

и с (12)

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} \Big|_{\text{У}}^{\text{спин}} = \frac{1}{2\pi h} \frac{p'}{p} \frac{N}{4} B^2 \frac{2I(I+1)}{3} \pi \delta(\omega) \quad (15)$$

При суммировании по ℓ предполагалось, что образец содержит только N ядер одного изотопа.

Если $p' = p$ и $\Delta = 0$, выражения (14) и (15) совпадают с известными результатами для некогерентного упругого рассеяния с перекидкой и без перекидки спина.

Обсудим формулу (14) подробнее. Если расщепление спиновых уровней (как в нашем примере) линейно зависит от I и действует правило отбора $\Delta m = \pm 1$, то падающий нейтрон может рассеиваться с приобретением или с отдачей энергии Δ . Интегрируя выражение (14) по dE и $d\Omega$, получаем

$$\sigma \Big|_{\text{НУ}}^{\text{спин}} = C \left\{ \sqrt{1 + \frac{\Delta}{E_0}} + \sqrt{1 - \frac{\Delta}{E_0}} \right\} \quad (16)$$

где $C = \frac{\pi}{3} N V^2 I (I + 1)$ и $E_0 = \frac{p^2 \hbar^2}{2m} = E'_0 \Delta$ - энергия падающих нейтронов. На рис. 1 приведены соответствующие кривые: а - нейтрон приобретает энергию, б - нейтрон отдает энергию, с - сумма обеих кривых и д - сечение рассеяния без перекидки спина, $\sigma' = \sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}} / C$. Кривая а показывает, что вследствие множителя $p'/p \sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}} \approx 1/v$ для энергии нейтронов меньше энергии расщепления спиновых уровней.

В качестве примера приводим несколько оценок. Для этого напомним постоянную С в виде $C = \frac{1}{3} N 4\pi b_{\text{НК}}^2$. Величины $4\pi b_{\text{НК}}^2$ можно найти, например, в [6]. В случае рассеяния УН на водороде, имеющем самое большое некогерентное сечение рассеяния (≈ 80 барн), $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}$ может быть в 10 раз больше, чем $\sigma_{\text{а}}$, если $E'_0 \approx 10^{-2}$. Даже в случае $E'_0 \gtrsim 1$ $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}} \approx \sigma_{\text{а}}$. В случае рассеяния УН на ванадии и при тех же значениях $E'_0 \approx 10^{-2} \sigma_{\text{а}} \gg \sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}$. Из числа элементов с $\sigma_{\text{а}} \approx 1$ барн (см. раздел 3) получаем $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}} \gtrsim 1$ барн только для дейтерия. Таким образом видно, что особенно удобными для исследования расщепленных спиновых уровней оказываются водород и дейтерий.

2.5. Сечение неупругого рассеяния

В разделе 2.4 рассматривалась та часть неупругого рассеяния, которая связана с изменением энергии нейтронов при перекидке ядерных спинов. В этом разделе проведем оценки величин сечений рассеяния, которые обусловлены рождением и уничтожением фононов для более широкого диапазона энергии нейтронов, чем обычно.

Рассматриваем решетку Бравэ и используем динамическую модель Дебая. Интегральные сечения однофононных и двухфононных некогерентных процессов даны, например, в [5] стр. 168 и 517. Оригинальной работой является [11]. В случае $E_0 \ll kT \ll k\theta_D$, где E_0 - энергия нейтронов

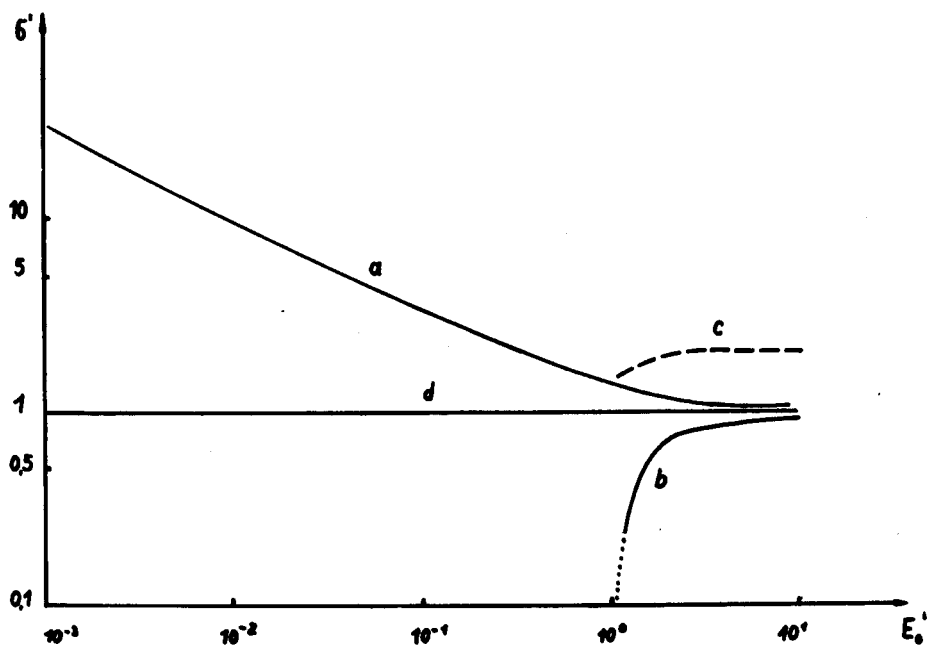


Рис. 1. Зависимость полного сечения потенциального рассеяния разных процессов от энергии падающих нейтронов. E_0' нормировано на энергию расщепления спиновых уровней Δ . Кривая *a* - нейтрон приобретает энергию Δ , *b* - нейтрон отдает энергию Δ , *c* - сумма кривых *a* и *b*, *d* - сечение рассеяния без перекидки спина.

до рассеяния, T - температура образца и θ_D - температура Дебая, получаются следующие выражения для рождения одного фонона

$$\sigma_1^0 \approx \left(\frac{m}{M} \right) \left(\frac{E}{K \theta_D} \right)^2 \left(\frac{T}{\theta_D} \right), \quad (17)$$

для уничтожения одного фонона

$$\sigma_1^1 \approx \left(\frac{m}{M} \right) \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \left(\frac{KT}{E_0} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

для рождения двух фононов

$$\sigma_2^0 \approx \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{E_0}{K \theta_D} \right)^4 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2, \quad (19)$$

для рождения двух фононов и уничтожения одного фонона

$$\sigma_2^1 \approx \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{E}{K \theta_D} \right)^2 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 \left(\frac{E}{KT} \right)^{1/2} \quad (20)$$

и для рождения двух фононов и уничтожения двух фононов

$$\sigma_2^2 \approx \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^6 \left(\frac{KT}{E_0} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

где m и M - масса нейтрона и рассеивающего ядра соответственно. Двухфононные процессы и σ_1^0 очень сильно зависят и от температуры и от энергии падающих нейтронов, так что для маленьких энергий и температур их значениями сечения рассеяния по сравнению со значениями σ_1^1 можно пренебречь. Численные расчёты для σ_1^1 проведены по формулам:

$$\sigma_1^1 = 24s \left(\frac{m}{M} \right) \left(\frac{E_0}{K \theta_D} \right)^3 \iint dy d\xi e^{-2w} \frac{\eta^3 \xi}{\exp\left(\frac{\xi E_0}{KT}\right) - 1} \quad (22)$$

где

$$e^{-2w} = \exp \left\{ -24 \left(\frac{m}{M} \right) \left(\frac{E_0}{K\theta_D} \right) \eta^2 D \left(-\frac{T}{\theta_D} \right) \right\} , \quad (23)$$

где

$$D(Y) = \frac{1}{4} + Y^2 Q\left(\frac{1}{Y}\right), \quad Q\left(\frac{1}{Y}\right) = \int_0^{1/Y} dz z (e^z - 1)^{-1} \quad (24)$$

$$\text{и } s = 4\pi b_{\text{HK}}^2.$$

Область интегрирования представляется неравенствами:

$$\frac{1}{2}(\sqrt{1+\xi} - 1) \leq \eta \leq \frac{1}{2}(\sqrt{1+\xi} + 1), \quad (25)$$

$$0 \leq \xi \leq \left(\frac{\widehat{K}\theta_D}{E_0} \right).$$

Результаты интегрирования с помощью вычислительной машины (использовался алгоритм 32а в ^{/12/}) представлены на рис. 2. При этом выбрано $m/M = 0,1$, $T/\theta_D = 0,3$ (пунктирная кривая) и $T/\theta_D = 0,02$ (сплошная кривая). Кроме σ_1^1 представлены на рис. 2 кривые для σ_1^0 , σ_2^0 , σ_2^1 и σ_2^2 , взятые из ^{/5/}. Для них T/θ_D имеет значения 0,3 и 0,02, а $\frac{m}{M} \approx 0,1$. σ_2^1 , σ_2^0 и σ_2^2 представлены на рис. 2 только для $E_0/K\theta_D \leq 1$. Видно их численное уменьшение с уменьшением энергии E_0 . Однако при достаточно низких энергиях σ_2^2 опять растет (21), но остается всегда на несколько порядков меньше σ_1^1 .

Интегральные сечения фоновых когерентных процессов можно оценивать по формулам, данным в ^{/11/}. Оказывается, что для энергий падающих нейтронов меньше 10^{-3}

$$\sigma_{1, \text{ког}}^1 \approx 1/v, \quad (28)$$

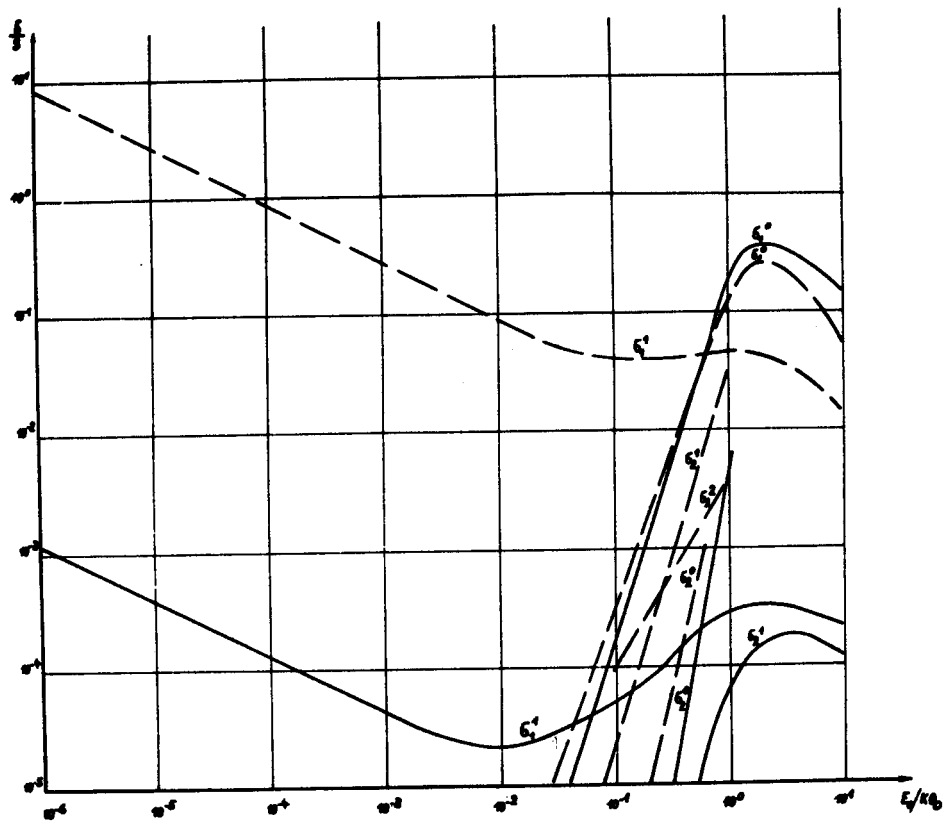


Рис. 2. Зависимость полного сечения фоновых процессов от энергии падающих нейтронов. Пунктирная кривая для $T/\theta_D = 0,3$ и сплошная кривая для $T/\theta_D = 0,02$.

а значение

$$\sigma_{\text{ког}}^1 / S \approx \sigma_{\text{НК}}^1 / s$$

где $S = 4\pi b_{\text{ког}}^2$, $s = 4\pi b_{\text{НК}}^2$; $b_{\text{ког}}$ и $b_{\text{НК}}$ - амплитуды когерентного и некогерентного рассеяния соответственно. Соотношение (28) удовлетворяется для интересующих нас значений величин температуры. В рамках использованного приближения с помощью рис. 2 и значения $b_{\text{ког}}$ и $b_{\text{НК}}$ для определенного изотопа можно оценить величину полного сечения для уничтожения одного фонона в зависимости от величины соотношения T / θ_D .

3. Ультрахолодные нейтроны и проблемы физики твердого тела

Из проведенного в разделах 2.1 + 2,5 рассмотрения следует, что УН могут быть использованы для изучения расщепления ядерных уровней в диапазоне $10^{-7} + 10^{-5}$ эв. Не принимая во внимание некогерентные рассеиватели n и ν без учёта множителя p'/p (см. раздел 2.4), нельзя ожидать $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}$ больше нескольких барн. (Влияние значения энергетического расщепления спиновых уровней на $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}$ показано на рис. 1). Однако для большинства изотопов значение сечения поглощения при энергии УН во много раз больше, чем значение $\sigma_{\text{НУ}}^{\text{спин}}$, например, для H , Ne , Na , P , Zn , Sn $\sigma_a \approx 100$ барн, для Fe , Ni , Cr , N , Ga , Ge , V , Mn $\sigma_a \approx 10^3$ барн и для Co , Cl $\sigma_a \approx 10^4$ барн. Только для D , Be , C , O , F $\sigma_a \approx 1$ барн. Оценки раздела 2.4 показывают, что особенно выгодными элементами для исследования расщепленных спиновых уровней являются водород и дейтерий (см. табл. 1). В таблице 1 содержатся основные характеристики взаимодействия нейтронов с ядрами для элементов, наиболее часто встречающихся в магнит-

Таблица I

Элемент	Изотоп (Я)	$b_{\text{ког}}$ (10^{-12} см)	$\sigma_{\text{ког}}$ (барн)	$\sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{НК}}$ (барн)	$\sigma_n(1.08 \text{ \AA})$ (барн)	μ (мк)	Q (10^{-24} см ²)	$\sigma_n(500 \text{ \AA})$ барн	W (без σ_n)	W_n (с σ_n)	
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
H		-0,374	1,79±0,02	81,5±0,4							
	H ¹ (100)	"	"	"	(327±0,2)10 ⁻³	1/2	2,79279	-	150	0,7	0,4
	H ² (0,015)	0,65	5,4	7,6	(0,46±0,10)10 ⁻³	I	0,857348	2,82·10 ³	0,2	0,2	0,2
³ Li		-0,18	0,40±0,03	1,2±0,3	40				20000	0,4	10 ⁻⁴
	Li ⁷ (92,48)	-0,21	0,80±0,05	1,4±0,2	(33±5)10 ⁻³	3/2	3,25628	-4,2·10 ⁻²	16,5	0,3	6·10 ⁻²
¹⁹ K		0,35	1,5±0,1	2,2±0,1	2,07±0,07				1000	0,2	1·10 ⁻³
²³ V		-0,051	0,032±0,008	5,13±0,02	4,98±0,02				2500	0,7	3·10 ⁻⁴
²⁴ Cr		0,352	1,56±0,03	4,1±0,3	3,1±0,2				1500	0,4	3·10 ⁻⁴
²⁵ Mn	Mn ⁵⁵ (100)	-0,36	1,7±0,1	2,0±0,1	13,2±0,1	5/2	3,4610	0,355	6600	0,1	2·10 ⁻⁵
	Fe ⁵⁷ (2,17)	0,23	0,64±0,04	2,0±0,5	2,5±0,2	1/2	0,0905	-	1250	0,5	4·10 ⁻⁴
²⁷ Co	Co ⁵⁹ (100)	0,25	1,00±0,06	6±1	37,1±1,0	7/2	4,6388	0,5	19000	0,6	3·10 ⁻⁵
²⁸ Ni		1,03	13,2±0,2	18,04±0,05	4,8±0,2				2500	0,2	10 ⁻⁴
²⁹ Cu			7,4±0,2	8,0±0,1	3,77±0,03				2000	0,05	2·10 ⁻⁵

Продолжение таблицы I

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
^{33}As As^{76} (100)			$5,0 \pm 0,3$	8 ± 1	$4,3 \pm 0,2$	3/2	1,4349	0,27	2000	0,5	$2 \cdot 10^{-4}$
^{38}Sr			$4,1 \pm 0,3$	10 ± 2	$1,21 \pm 0,6$				600	0,4	$6 \cdot 10^{-4}$
^{47}Ag			$4,6 \pm 0,3$	$6,5 \pm 0,5$	63 ± 1				31000	0,2	10^{-5}

ных соединениях. Приведенные численные значения этих параметров, характеризующих взаимодействия, взяты из работ /6,7,13/, а некоторые вычислены нами (σ_a (500 \AA), W W_a). В табл. 1 используются следующие обозначения: $b_{\text{ког}}$ - когерентная амплитуда рассеяния связанного ядра,

$\sigma_{\text{ког}} = 4\pi b_{\text{ког}}^2$ и $\sigma_{\text{НК}} = 4\pi b_{\text{НК}}^2$ - когерентное и некогерентное сечение связанного ядра, σ_a ($1,08 \text{ \AA}$) - сечения поглощения для нейтронов

с длиной волны $1,08 \text{ \AA}$, I - ядерный спин, μ - ядерный момент в ядерных магнетонах, Q - квадрупольный момент в единицах $e \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$,

σ_a (500 \AA) - сечение поглощения для нейтронов с длиной волны 500 \AA ,

$W = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\text{НК}}}{\sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{НК}}}$ - вероятность рассеяния с перекидкой ядерного спина

и $W_a = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\text{НК}}}{\sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{НК}} + \sigma_a}$ - вероятность рассеяния с перекидкой спина с учетом σ_a .

Данные σ_a , W и W_a являются грубыми оценками.

Из рис. 2 и данных для амплитуд рассеяния (см. /5,6/ и табл. 1) и замечаний по поводу когерентной части сечения рассеяния (раздел 2.5)

следует, что $\sigma_1^1 < 1$ барн, если температура образца $< 100^\circ \text{K}$. Таким образом, можно избавиться от неупругих фононных процессов.

Вклад $\sigma_{\text{пара}} \approx 1$ барн не зависит ни от энергии, ни от температуры и поэтому дает постоянный фон.

Однако следует иметь в виду, что при достаточном количестве атомов с заселенными электронными уровнями УН могут нагреваться довольно сильно, поскольку в этом случае $\kappa_{\text{пара}}$ надо умножать на P'/P , а P'/P может достигать величины $\approx 10^2$ и больше (см. разд. 2.3).

Исходя из того, что пока поток УН мал, исследования магнитных материалов, которые сводятся к измерению величины внутреннего магнит-

ного поля, очень трудно провести, потому что магнитные атомы обладают $\sigma_a = 10^3$ барн. Сравнительно простым является исследование квадрупольных расщеплений в соединениях с маленьким σ_a , содержащих изотопы с ядерными спинами ≥ 1 (D , 7Li).

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Ф.Л. Шапиро, Г. Хебер, К. Эльк (оба из Технического университета в Дрездене, ГДР) за ценные замечания. Мы особенно благодарим Н.М. Плакиду за помощь при вычислениях, приведенных в разделе 2.4.

Л и т е р а т у р а

1. Ф.Л. Шапиро. УФН 95, 146 (1968).
2. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ 36, 1952 (1959).
3. В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотиловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ РЗ-4127, Дубна, 1968.
4. В.Д. Ананьев. Препринт ОИЯИ 13-4395, Дубна 1969.
5. И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий, Наука, Москва, 1965.
6. К. Бекурц. Нейтронная физика, Атомиздат, Москва, 1968.
7. Д.Ж. Хьюдж, Р.Б. Шварц. Атлас нейтронных сечений, Атомиздат, Москва, 1959.
8. E. Fainford, K.C. Turberfield, G. Busch, O. Vogt, J. Phys. C. (Proc. Phys. Soc.), R.J. Birgeneau, E. Bucher, L. Passel, D.L. Price, K.C. Turberfield. Preprint BNL 14131.
9. В. Лоу. Парамагнитный резонанс в твердых телах. ИИЛ, Москва, 1962.
10. Ю.А. Изюмов, Р.П. Озеров. Магнитная нейтронография, Наука, Москва, 1966.
11. J.M. Cassels. Progr. Nucl. Phys., 1, 185 (1950).

12. М.К. Агеев, В.П. Алик, Р.М. Галис. Алгоритмы, вып. 2, Вычислительный центр АН СССР, Москва 1966.
13. I.Ebert, G.Seifert. Lernresonanz im Festkörper, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел

15 июня 1970 года.