Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 235 – 240 *20 февраля 1970г.*

О СВЯЗАННОМ НЕЙТРОНЕ В ВЕЩЕСТВЕ

Ю.Каган

1. В настоящей работе приводится анализ, демонстрирующий возможность существования долгоживущего связанного состояния нейтрона в веществе. Такое состояние возникает в определенных условиях в нерегулярной среде при низкой температуре за счет обычного ядерного взаимодействия при учете коллективных эффектов среды.

Непосредственным толчком для анализа послужило сообщение [1] об экспериментальном обнаружении нейтронов, вылетающих с запаздыванием порядка десятков секунд (после прекращения нейтронного экспонирования) из предварительно облученного кристалла LiF, находящегося при гелиевой температуре. Авторы исходят из того, что этот эффект обусловлен появлением связанного состояния нейтрона с электроном F-центра, обязанного Фолдиевскому типу взаимодействия. Однако уже беглый анализ показывает, что это взаимодействие очень слабое и во всяком случае мало по сравнению с магнитным взаимодействием нейтрона со спиновым и орбитальным электронным током. Но и магнитное взаимодействие столь слабо, что оно само по себе не может привести к связанному состоянию нейтрона с электроном. Что касается самих экспериментальных результатов, то они вызвали сомнения. Приводимый ниже анализ не снимает этих сомнений, – количественная интерпретация результатов оказывается невозможной.

2. *Время жизни "связанного" нейтрона в кристалле.* Какой бы механизм образования связанного состояния при учете коллективных эффектов среды не рассматривался (см. след. раздел), мы всегда в качестве эффективного потенциала будем иметь

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \frac{1}{\Omega_o} (-f), \qquad (1)$$

где f – амплитуда когерентного рассеяния, Ω_0 – объем элементарной ячейки.

В обычных случаях $|V| \sim 10^{-7}$ *эв*. Энергия связи E_0 очевидно может быть только такого же порядка. Поэтому возникает вопрос о времени жизни связанного состояния в кристалле, температура которого велика по сравнению с E_0.

В диамагнитном веществе переход нейтрона из связанного состояния в непрерывный спектр при любом значении E_0 может происходить только при поглощении фононов. Представим волновую функцию нейтрона в связанном состоянии в виде

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} C_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{kr}} \Omega^{-1/2} \qquad \sum_{\mathbf{k}} |C_{\mathbf{k}}|^2 = 1 \ . \qquad (2)$$

Тогда для вероятности перехода в непрерывный спектр с поглощением одного фонона, имеем

$$W_0 \cong \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{2\pi\hbar^2}{m} \right|^2 \Omega_0 \sum_{a} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\Omega} \left| \sum_{\mathbf{k}} C_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{m},j} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{p}+\mathbf{q})\mathbf{R}_{\mathbf{m}j}} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{f_{jm}}{\sqrt{M_j}} (\mathbf{e}_{jqa}\mathbf{p} - \mathbf{k}) \right|^2 \frac{\hbar n_{qa}}{2\omega_{qa}} \delta\left(\hbar\omega_{qa} - \frac{\hbar^2 p^2}{2m} - |E_0|\right) . \qquad (3)$$

Здесь $\mathbf{m}, j$ – индексы элементарной ячейки и атома в ней; $\mathbf{q}, a$ – волновой вектор фонона и номер ветви; n_{qa} – равновесная функция распределения фононов.

При низких температурах закон сохранения энергии в (3) приводит к условию $p \gg q$. С другой стороны вследствии большой размазанности функции ψ_0 для характерных импульсов $p \gg k$. При этом вклад в однофононный переход дает в первую очередь некогерентное неупругое рассеяние:

$$W_0 \cong 4\sqrt{2}\,\pi(\hbar m)^{1/2} \sum_{j} \frac{|f_j'|^2}{M_j} \sum_{m} |\psi_0(\mathbf{R}_m)|^2 \int d\omega g(\omega)\, \omega^{1/2} n(\omega) . \qquad (3')$$

Здесь f_j' – некогерентная часть амплитуды рассеяния. Когерентное неупругое рассеяние дает вклад в (3) только в силу пространственной неоднородности ψ_0. Непосредственный анализ приводит при этом к выражению типа (3') с $|f_j'|^2 = |f_j|^2\, 4\pi/(p_T \ell)(p_T^3 \Omega_0)$, где ℓ – характерный размер локализации $\psi_0(\mathbf{r})$, а $p_T = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mT}$. При температурах порядка гелиевых и выше множитель при $|f_j|^2$ заметно меньше 1. Принимая для функции плотности частот фононного спектра $g(\omega)$ обычное низкочастотное представление

$g(\omega) = 3\omega^2/\omega_D^3$, $\hbar\omega_D = \theta_D$ окончательно находим:

$$W_{0\,\text{неког}} \cong 2\cdot 10^2 (m\theta_D)^{1/2} \sum_{j} \frac{|f_j'|^2}{M_j} \left(\sum_{\mathbf{m}} |\psi_0(\mathbf{Rm})|^2\right) \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^{7/2} .$$

$$W_{o\,\text{ког}} \sim 3\cdot 10^2 (m\theta_D)^{1/2} \sum_l \frac{|f_l|^2}{M_l} \left(\frac{\hbar^2}{m\theta_D}\right)^2 \frac{1}{\Omega_o^2 \ell} \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^{3/2} . \qquad (4)$$

Оценка (4) показывает, *что время жизни нейтрона в связанном состоянии при гелиевых температурах может составлять десятки и сотни секунд.* Этот результат не зависит от E_o и, следовательно, можно утверждать, что нейтрон будет находиться в связанном состоянии в течение такого длительного времени при сколь угодно малом значении энергии связи.

3. *Связанное состояние нейтрона в кристалле.* Если длина рассеяния $b = -f$ положительна, как это имеет место для большинства ядер, то связанное состояние в регулярном кристалле отсутствует. Однако оно может возникнуть в нерегулярном кристалле при наличии крупных мультивакансий, пор, границ кристаллитов и т. п.

Рассмотрим пору сферической формы. При $V > 0$ она будет представлять собой потенциальную яму для нейтрона. Критический размер такой поры, соответствующий появлению связанного состояния, определяется известным соотношением

$$R_k = \frac{\pi\hbar}{\sqrt{8mV}} . \qquad (5)$$

Для $V \sim 10^{-7}$ *эв*, $R_k \approx 2\cdot 10^{-6}$ *см.*

Таким образом, пора размером $R \gtrsim R_k$ представляет собой фактически ловушку для нейтрона с малой энергией связи $E_o < V$. Аналогичная ловушка для нейтрона возникает при выпадении фазы, если в последней $V_1(1)$ меньше, чем в матрице V_o. При этом $R_k = \dfrac{\pi\hbar}{\sqrt{8m(V_o - V_1)}}$. Наиболее выгоден, очевидно, случай, когда выпавшая фаза имеет $b < 0$. Специальный интерес представляют протяженные дефекты, например, границы кристаллитов или микротрещины, поскольку в них могут существовать связанные состояния даже при том, что поперечный размер мал по сравнению с R_k.

Если длина рассеяния отрицательна, то уже весь кристалл представляет собой ловушку для нейтронов. Речь идет о мелкой (глубина $V_o = -\dfrac{2\pi\hbar^2}{m}\dfrac{1}{\Omega_o}|b|$) широкой яме. Поскольку ее линейный размер велик по сравнению с (5), то для подсчета числа уровней в такой яме можно воспользоваться квазиклассикой.

$$N_1 = \Omega \frac{1}{6\pi^2} \left(\frac{2m|V_o|}{\hbar^2}\right)^{3/2} , \qquad (6)$$

где Ω – объем кристалла. Для $|V_o| \approx 10^{-7}$ *эв* $N_1 \sim 10^{16}$. Заметим, что ситуация в такой яме имеет много общего с полным внутренним отражением при внешнем падении нейтронов на кристалл [2].

4. *Захват нейтронов в ловушки.* Предположим, что на кристалл падает поток монохроматических нейтронов с энергией $\epsilon_0 = \frac{\hbar^2 p_0^2}{2m} < \theta_D$ и пусть толщина кристалла ограничена условием отсутствия двукратных неупругих столкновений. Тогда попадание нейтрона в ловушку будет связано с испусканием фонона с энергией близкой к ϵ_0. Вероятность такого процесса W_1, отвечающая плотности в 1 нейтрон в $см^3$, определяется выражением (3) с заменой $n_{q\alpha} \to (1 + n_{q\alpha})$ и снятием интеграла $\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}$. Если на кристалл с числом возможных связанных состояний N_1 падает поток нейтронов I_0, то число нейтронов, попадающих в ловушку в единицу времени ν определяется, как:

$$\nu = W_1 I_0 \frac{m}{\hbar p_0} \cong (2\pi)^3 I_0 N_1 \frac{\hbar}{p_0} \sum_l \frac{|f_l'|^2}{M_l} \left(\sum_m |\psi_0(R_m)|^2 \right) \delta\left(\omega = \frac{\epsilon_0}{\hbar}\right). \qquad (7)$$

При сбрасывании энергии выгодно иметь некогерентное неупругое рассеяние. Такое рассеяние будет возникать при заметных p_0 и для когерентно рассеивающих ядер, если среда нерегулярна. В этом случае под f_l' в (7) следует понимать когерентную амплитуду f_l. Для потока $I_0 \sim 10^{10}$ (7) дает $\nu \sim (10^{-15} + 10^{-16}) N_1 \; сек^{-1}$.

5. *Поглощение нейтронов.* Определим вероятность n-γ-реакции для нейтрона W_a в связанном состоянии. Для каждой парциальной волны в (2) мы будем иметь обычный матричный элемент перехода, не зависящий от значения k при малых $|\mathbf{k}|$. При этом

$$W_a = \sigma_a(k) \frac{\hbar k}{m} \sum_m |\psi_0(\bar{R}_m)|^2 , \qquad (8)$$

где σ_a — сечение n-γ-реакции, отнесенное к одной элементарной ячейки $(\sigma_a(k)\, k = \mathrm{const})$.

Сечение когерентного рассеяния в поглощение входить не будет. Однако в случае связанного состояния в немагнитной среде не будет приводить к "поглощению" и спиновое взаимодействие нейтрона с ядрами, ибо *некогерентный процесс поворота спина нейтрона и одновременно одного из ядер оставит нейтрон в связанном состоянии* из-за невозможности передать нейтрону энергию порядка E_0.

Таким образом, поглощение нейтрона из связанного состояния будет определяться только частью полного сечения, соответствующего n-γ-реакции. По всей видимости наибольшие ограничения на время жизни в связанном состоянии будут диктоваться именно значением W_a.

6. *Экспериментальные аспекты.* В выражении (7), (8), в качестве множителя входит сумма квадратов волновой функции в точках расположения ядер среды. Из-за делокализации волновой функции при связывании в узкой яме этот множитель естественно отличен от нуля и в том случае, когда ловушкой является малая пора. При этом требования на величину этого множителя противоположны с точки зрения увеличения захвата на связанное состояние и времени жизни этого состояния. В этой связи *при* $b > 0$ *оптимальной пред-*

ставляется пористая среда с размером пор порядка R_k (5). Такая среда будет представлять своеобразную "губку", непрерывно сорбирующую нейтроны с характерным временем, равным времени жизни связанного состояния. При этом с точки зрения сбрасывания энергии наиболее выгодной оказывается среда, образованная из *аморфного порошка*. В оптимально выбранных условиях при $I_0 \sim 10^{10}$ в такой губке будут попадать в связанное состояние примерно один или несколько нейтронов в *см*^{3} в *сек*. Варьируя размер пор и тем самым величину множителя $\sum_m |\psi_0(R_m)|^2$ можно менять соотношение между временем захвата и временем жизни связанного состояния.

При $b < 0$ оптимальной является регулярная среда. В этом случае, используя значение N_1(6), мы получим примерно ту же оценку для числа захваченных нейтронов в *см*^{3} кристалла. Меняя температуру, легко получить произвольное соотношение между $W_0(T)$ (4) и W_a (8). Отсюда, – непосредственные экспериментальные возможности для исследования долгоживущих нейтронов в кристалле.

Что касается опытов с LiF [1], то хотя качественно появление связанных состояний в этом случае можно было бы объяснить наличием крупномасштабных дефектов типа пор или выпавшей фазы Li, однако количественно объяснить опытные данные невозможно, в первую очередь в связи с большим сечением поглощения Li. Довести $\tau_a = 1/W_a$ до времени порядка секунды можно лишь предполагая что в кристалле имеются крупные полости, (или трещины) размер которых на несколько порядков больше чем (5). Но при этом для вакуумной полости резко возрастает время захвата в связанное состояние. Поэтому картина оказывается внутренне противоречивой.

Автор признателен А.И.Афанасьеву, Я.А.Смородинскому и особенно В.М.Галицкому за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
16 января 1970 г.

Литература

[1] T.J.Grant, J.W.Cobble. Phys. Rev. Lett., 23, 741, 1969.

[2] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.