

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ4251
И-265

P4 - 7832

В.К.Игнатович, А.В.Степанов

2681/2-74

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛЕНОК
НА КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В ЛОВУШКАХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7832

В.К.Игнатович, А.В.Степанов

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛЕНОК
НА КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В ЛОВУШКАХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В настоящей заметке рассмотрено влияние поверхностных пленок на поглощение ультрахолодных нейтронов /УХН/ в ловушках *. Как известно ^{1-3/} экспериментальные значения коэффициента поглощения УХН при одном соударении со стенкой стеклянной или бериллиевой ловушки превышают теоретический результат раз в 10. Такое расхождение не удалось объяснить ни взаимодействием с фононами ^{4/} и звуковыми колебаниями ловушки ^{5/}, ни шероховатостью отражающих поверхностей ^{6-7/}. Хотя влияние поверхностных пленок оценивалось с самого начала работ с УХН, последовательного рассмотрения этого вопроса, насколько известно авторам, до сих пор не было сделано.

2. Наличие пленки на поверхности стенки ловушки приводит к двум эффектам. Во-первых, имеет место изменение R-коэффициента отражения нейтронной волны за счет иного поглощения и нагрева нейтронов в пленке по сравнению с материалом стенки. Во-вторых, изменение R может быть обусловлено экранирующим действием пленки: наличие пленки приводит к иным значениям амплитуды и фазы волны на границе самой стенки. Это меняет коэффициент отражения УХН, даже если сама пленка не поглощает нейтроны.

Рассмотрим сначала второй эффект. Пусть на пленку

* Всюду ниже суммарный эффект поглощения и нагрева мы будем для краткости называть поглощением.

с идеально гладкой поверхностью *, покрывающую гладкую стенку ловушки, падает поток нейтронов. Коэффициент поглощения УХН в материале стенки можно записать в виде

$$W_d(\theta) = 1 - R(\theta) = \frac{\Sigma_{abs}}{S_0} \quad /1/$$

Здесь Σ_{abs} - сечение поглощения нейтронов в материале стенки; S_0 - площадь поверхности, нормальная к падающему пучку; θ - угол падения. Предполагается, что поглощение в пленке отсутствует.

Такое выражение для $W_d(\theta)$ следует из сопоставления определений коэффициента поглощения и сечения поглощения. При этом в качестве "мишени", возмущающей падающий поток, мы рассматриваем всю стенку.

Сечение поглощения Σ_{abs} может быть выражено через потенциальную энергию взаимодействия нейтрона с материалом стенки $V_1 = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N_1 b_1$ /m - масса нейтрона,

b_1 и N_1 - соответственно когерентная длина рассеяния и число ядер в 1 см³ материала стенки/. Действительно, как хорошо известно, /8/

$$\Sigma_{abs} = -\frac{2}{\hbar v} \text{Im} \int \phi_p^*(\vec{r}) V_1(\vec{r}) \phi_p(\vec{r}) d\vec{r} \quad /2/$$

Здесь $\phi_p(\vec{r})$ - волновая функция нейтрона в потенциале V_1 , v - скорость падающих нейтронов.

Поскольку при расчете коэффициента поглощения нейтронов достаточно ограничиться учетом членов, линейных относительно

$$\text{Im} V_1 \approx -\frac{m}{2} u_1^2 = -\frac{\hbar}{2} v \sigma_{al}(v) N_1 \quad /3/$$

* Это предположение является довольно грубым приближением в случае тонких пленок, когда эффективная толщина пленки составляет несколько десятков \AA . В этом случае более адекватной является модель, предполагающая наличие малых выступов на стенке ловушки.

$\sigma_{al}(v)$ - сечение поглощения и нагрева при взаимодействии нейтрона с одним ядром стенки/, волновую функцию $\phi_p(\vec{r})$ можно искать, пренебрегая поглощением. В этом приближении имеем

$$W_d(\theta) = W_0(\theta) = \left| \frac{T_d(\theta)}{T_0(\theta)} \right|^2 \quad /4/$$

Здесь

$$W_0(\theta) = \left(\frac{u_1}{v_{01}} \right)^2 \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{\left(\frac{v_{01}}{v} \right)^2 - \cos^2 \theta}} \quad /5/$$

коэффициент поглощения УХН в том случае, когда пленка

отсутствует; $v_{01}^2 = \frac{2V_1}{m} = \frac{2\hbar}{m} \sqrt{\pi N_1 b_1}$, $b_1 > 0$; $T_d(\theta)$ - амплитуда нейтронной волны на границе стенки /после прохождения

поверхностной пленки толщиной d /, $T_0(\theta) \equiv T_{d=0}(\theta)$.

3. Для отыскания $T_d(\theta)$ можно воспользоваться стандартной процедурой, учитывающей непрерывность на поверхностях раздела сред волновой функции нейтрона и ее нормальной производной /8/. При анализе результатов удобно отдельно рассмотреть случай, когда пленка обладает потенциалом притяжения /когерентная длина рассеяния $b_2 < 0$ / и потенциалом отталкивания ($b_2 > 0$).

а/ Если когерентная длина рассеяния в пленке $b_2 < 0$, то

$$\left| \frac{T_d(\theta)}{T_0(\theta)} \right|^2 = \frac{1}{1 - \chi_d(\theta)}, \quad /6/$$

$$\chi_d(\theta) = \left(\frac{v_{02}}{v_{01}} \right)^2 \sqrt{\frac{\left(\frac{v_{01}}{v} \right)^2 - \cos^2 \theta}{\left(\frac{v_{02}}{v} \right)^2 + \cos^2 \theta}} \times \quad /7/$$

$$\times [\sin(2k_{2z}d) + \sin^2(k_{2z}d) \times$$

$$\times \left(\sqrt{\frac{\left(\frac{v_{01}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}{\left(\frac{v_{01}}{v}\right)^2 + \cos^2\theta}} - \sqrt{\frac{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 + \cos^2\theta}{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}} \right)].$$

Здесь $k_{2z} = k \sqrt{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 + \cos^2\theta}$, /8/

$k = \frac{mv}{h}$ - волновой вектор падающего нейтрона, $v < v_{01}$,
 d - толщина пленки.

$$v_{01}^2 = \frac{4\pi h^2}{m^2} N_1 |b_1|, \quad /9/$$

$i = 1$ для стенки ловушки и $i = 2$ для пленки.

Функция $\chi_d(\theta)$ осциллирует при изменении толщины пленки. При малых d $\chi_d(\theta) > 0$, т.е. тонкая пленка с притягивающим потенциалом увеличивает поглощение УХН в стенке ловушки. Если $k_{2z}d = \frac{\pi}{2}$ и

$$\sqrt{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 + \cos^2\theta} \gg \sqrt{\left(\frac{v_{01}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}, \quad \chi_d(\theta) = -\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 (v_{02} \gg v_{01})$$

и поглощение в стенке оказывается сильно ослабленным. Этот результат нетрудно понять, если учесть, что глубокая потенциальная яма отражает падающие на нее частицы.

б/ Если когерентная длина рассеяния в пленке $b_2 > 0$, то при $v < \min(v_{01}, v_{02})$

$$\left| \frac{T_d(\theta)}{T_0(\theta)} \right|^2 = \frac{1}{1 + \psi_d(\theta)}, \quad /10/$$

$$\psi_d(\theta) = \left(\frac{v_{02}}{v_{01}}\right)^2 \sqrt{\frac{\left(\frac{v_{01}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}} \times$$

$$\times [\operatorname{sh}(2k'_{2z}d) + \operatorname{sh}^2(k'_{2z}d) \times \quad /11/$$

$$\times \left(\sqrt{\frac{\left(\frac{v_{01}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}} + \sqrt{\frac{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}{\left(\frac{v_{01}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}} \right)],$$

$$k'_{2z} = k \sqrt{\left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2 - \cos^2\theta}. \quad /12/$$

Функция $\psi(\theta) > 0$ и монотонно растет с увеличением толщины пленки, т.е. пленка с отталкивательным потенциалом при любой толщине пленки уменьшает поглощение УХН в стенке /при $v < \min(v_{01}, v_{02})$ /.

Аналогичные результаты можно получить и для других интервалов скоростей. Так, при $v_{02} \leq v \leq v_{01}$ нужно использовать формулы /6/ - /8/ с заменой v_{02}^2 на $-v_{02}^2$ при $\cos^2\theta \geq \left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2$ и формулы /10/ - /12/, если $\cos^2\theta < \left(\frac{v_{02}}{v}\right)^2$.

Практический интерес представляет значение коэффициента поглощения, усредненного по изотропному распределению падающих нейтронов. Ограниваясь для простоты рассмотрением тонких пленок *, получим с точностью до членов, линейных относительно d

* См. примечание на стр. 4.

$$W_d \equiv W_d(\theta) = 2 \left(\frac{u_1}{v_{01}} \right)^2 \left[\left(\frac{v_{01}}{v} \right)^2 \arcsin \frac{v}{v_{01}} - \sqrt{\left(\frac{v_{01}}{v} \right)^2 - 1} \right] \pm \frac{4}{3} k d \left(\frac{v_{02}}{v_{01}} \right)^2 \quad /13/$$

Здесь знак плюс соответствует потенциалу притяжения в пленке, а минус - потенциалу отталкивания*. В случае отталкивания предполагается, что $v \leq \min(v_{01}, v_{02})$.

После усреднения выражения /13/ по максвелловскому распределению ультрахолодных нейтронов по скоростям с максимальной скоростью $v_{\max} = v_{01}$ получаем

$$\langle\langle W_d \rangle\rangle = \frac{\pi}{2} \left(\frac{u_1}{v_{01}} \right)^2 \left[1 \pm \frac{64}{15\pi} \frac{m v_{02}}{h} d \cdot \frac{v_{02}}{v_{01}} \right] \quad /14/$$

Символ $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ означает усреднение по распределению скоростей в потоке падающих нейтронов.

4. Оценим теперь эффект поглощения УХН в самой пленке. Как нетрудно проверить, в случае тонкой пленки с точностью до членов $\approx d$ из формулы /2/ имеем

$$(\Delta W_d)_{\text{погл}} = \frac{8}{3} \left(\frac{u_2}{v_{01}} \right)^2 k d \quad /15/$$

Здесь

$$u_2 = \frac{h}{m} v \sigma_{a2}(v) N_2 \quad /16/$$

$\sigma_{a2}(v)$ - поперечное сечение поглощения и нагрева при взаимодействии нейтрона с одним ядром пленки. При $u_1 = u_2$ и $v_{01} = v_{02}$, очевидно, выражение /15/ компенсирует вклад в коэффициент поглощения эффекта экранирования. Отношение вкладов этих эффектов равно

* Аналогичный результат получен при рассмотрении отражающей поверхности с малыми шероховатостями.

$$\frac{(\Delta W_d)_{\text{погл}}}{(\Delta W_d)_{\text{экр}}} = \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 \left(\frac{v_{01}}{v_{02}} \right)^2 \quad /17/$$

т.е. $(\Delta W)_{\text{погл}} \gg (\Delta W)_{\text{экр}}$ при $u_2 \gg u_1$ и $v_{01} \gg v_{02}$.
Усредняя выражение /15/ по максвелловскому спектру скоростей УХН, получим

$$\langle\langle (\Delta W_d)_{\text{погл}} \rangle\rangle = \frac{32}{15} \left(\frac{u_2}{v_{01}} \right)^2 k_{01} d \quad /18/$$

$(v_{\max} = v_{01})$.

Отношение $\langle\langle (\Delta W_d)_{\text{погл}} \rangle\rangle / \langle\langle W_0 \rangle\rangle$, характеризующее увеличение коэффициента поглощения, обусловленное сильным поглощением УХН в пленке, равно

$$\gamma = \frac{\langle\langle (\Delta W_d)_{\text{погл}} \rangle\rangle}{\langle\langle W_0 \rangle\rangle} = \frac{64}{15\pi} \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 k_{01} d = \frac{64}{15\pi} \frac{\sigma_{a2}(v)}{\sigma_{a1}(v)} \frac{N_2}{N_1} k_{01} d \quad /19/$$

5. Чтобы объяснить расхождение экспериментальных и теоретических значений коэффициентов поглощения, необходимо, как уже говорилось выше, задать значение коэффициента усиления поглощения $\gamma \approx 10$. Тогда из /19/ следует, что толщина пленки на стенке ловушки должна быть равна

$$d = \frac{150\pi}{64} \frac{\sigma_{a1}(v) N_1}{\sigma_{a2}(v) N_2} \frac{1}{k_{01}} = 1,18 \cdot \lambda_{\text{гр}} \frac{\sigma_{a1}(v) N_1}{\sigma_{a2}(v) N_2} \quad /20/$$

Здесь $\lambda_{\text{гр}} = \frac{2\pi}{k_{\text{гр}}}$ - граничная длина волны спектра УХН.

Отсюда для толщины пленки CSl_4 на стенке бериллиевой ловушки имеем $d \approx 14\text{Å}$. Существование таких пленок в условиях проводившихся экспериментов следует, по-видимому, считать маловероятным, поскольку в результате обработки загрязнение поверхности в значительной степени устраняется.

В заключение авторы выражают признательность И.М.Франку за интерес к работе и всем членам группы УХН за полезные обсуждения.

Литература

1. Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7315, Дубна, 1973.
2. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.
3. А.И.Егоров и др. ЯФ, 19, 300 /1974/.
4. В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-6681, Дубна, 1972.
5. А.С.Герасимов и др. Препринт ОИЯИ, Р4-6940, Дубна, 1973.
6. В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-7055, Дубна, 1973.
7. А.В.Степанов, А.В.Шелагин. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1, 1974.
8. Л.М.Бреховских. Волны в слоистых средах, 2-ое изд.. Изд-во "Наука", Москва, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1974 года.