ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

4 - 8770

ИГНАТОВИЧ
Владимир Казимирович

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

член-корреспондент АН СССР
доктор физико-математических наук профессор Ф.Л.ШАПИРО,

кандидат физико-математических наук В.И.ЛУЩИКОВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Д.П.ГРЕЧУХИН,

доктор физико-математических наук М.В.КАЗАРНОВСКИЙ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт теоретической и экспериментальной физики, г.Москва.

Автореферат разослан "   "__________1975г.

Защита состоится "   " .... 1975г.
в "   " часов на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна,Московской обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Э.Н.КАРЖАВИНА

4 - 8770

ИГНАТОВИЧ
Владимир Казимирович

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Согласно общепринятой терминологии, ультрахолодными (УХН) называются нейтроны, обладающие способностью полностью отражаться от вещества при любых углах падения. Энергия этих нейтронов не превышает величины порядка 10^{-7} эВ. Работы с УХН были начаты /1/ с целью усовершенствовать измерение электрического дипольного момента нейтрона (ЭДМ), вопрос о котором был поставлен на повестку дня открытием несохранения СР-четности в распадах K^0-мезонов /2/. Однако первые эксперименты с УХН привели к результатам, противоречащим современным теоретическим представлениям. Оказалось, что удержание УХН в сосудах, которое является важным элементом при измерении ЭДМ, длится не столь долго, как ожидалось, исходя из оценки вероятности поглощения, нагревания и собственного распада. Это привело к постановке множества теоретических вопросов, часть из которых решена в реферируемой диссертации.

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Две главы посвящены процессам взаимодействия УХН с веществом, третья глава – вопросу о гипотетическом видоизменении квантовой механики, позволяющем описать массивные частицы нерасплывающимся волновым пакетом и объяснить малое время удержания УХН в ловушках, в четвертой главе исследуется влияние зеркальности отражения на время удержания нейтронов в ловушках, пятая – вопросам транспортировки УХН по нейтроноводам, шестая – удержанию нейтронов в магнитных ловушках.

Введение содержит краткий обзор работ по УХН, опубликованных после обзорного доклада Федора Львовича Шапиро на венгерской конференции /3/ 1972 г.

Первая глава посвящена исследованию взаимодействия УХН с твердым телом, причем здесь рассмотрены те задачи, которые решаются методами теории возмущений. В §I исследуется отражение УХН от идеальной стенки, полученное здесь решение в дальнейшем используется как невозмущенное. В случае отражения от идельной стенки уравнение Шредингера приводится к виду

$$\left[i\frac{\partial}{\partial t} + \Delta - u_0 \cdot \theta(z) \right] \Psi(\vec{r},t) = 0, \qquad (I)$$

где t измеряется в единицах $2m/\hbar$ и имеет размерность см^2, m – масса нейтрона, $u_0 = 4\pi N_0 b_c$, N_0 – плотность ядер в стенке, b_c – когерентная длина рассеяния нейтрона на одном ядре, $\theta(z)$ – ступенчатая функция, равная I при $z > 0$ и нулю при $z < 0$, а стенка представляет собой полупространство $z > 0$. Основным вопросом, который исследуется при изучении взаимодействия УХН с веществом, является вопрос об эффективном поглощении, включающем в себя как истинное поглощение, так и нагревание и иные возможные процессы утечки УХН из накопительных сосудов. Любые процессы утечки должны приводить к возникновению мнимой части у потенциала u_0 в уравнении (I): $u_0 = u_0' - i u_0''$. Наличие же мнимой части u_0'' означает уменьшение коэффициента зеркального отражения на величину

$$\mu \approx 2\eta \frac{k_\perp}{k_\perp''} \quad \left(\eta = \frac{u_0''}{u_0'} ,\ k_\perp'' = \sqrt{u_0 - k_\perp^2} \right), \qquad (2)$$

($k_\perp$ – нормальная компонента волнового вектора), которая и называется коэффициентом поглощения. Однако не всякая мнимая часть приводит к утечке нейтронов из ловушки. В некоторых случаях уменьшение коэффициента зеркального отражения означает

отражение в незеркальных направлениях, и эту часть необходимо вычитать из (2).

В §2 строится функция Грина невозмущенного уравнения (I) как для стационарного, так и для нестационарного случаев.

В §3 рассматриваются всевозможные процессы, которые описываются первым порядком стационарной теории возмущений: рассеяние на малых шероховатостях, упругое некогерентное рассеяние, поглощение тонкими пленками и примесями.

В §4 исследуется второй порядок теории возмущений. С помощью второго порядка удается выделить поглощение при отражении от шероховатой поверхности как из зеркальной, так и из незеркальных волн. Показано, что поглощение на малых шероховатостях, усредненное по углам падения и по энергии УХН, может быть представлено выражением

$$\mu \approx \mu_0 \left[1 + u_0 \delta^2 \left(1 - c \cdot \sqrt{u_0}\, L \right) \right] \quad \left(\mu_0 = \frac{\pi}{2}\eta ,\ c \approx 1{,}2 \right), \qquad (3)$$

где δ – среднеквадратичная высота шероховатостей, а L – их характерный размер вдоль плоскости.

В §5 рассматриваются процессы нагревания УХН, описываемые первым порядком нестационарной теории возмущений.

В §6 обсуждаются возможности объяснить малое время удержания УХН в сосудах с помощью процессов, рассмотренных ранее. Если причиной увеличения поглощения служат тонкие пленки, адсорбированные на поверхности стенок ловушки, то мнимая часть потенциала пленок должна быть много больше мнимой части потенциала стенки. Основную угрозу могут представлять пленки, содержащие водород или хлор. Например, пленка CCl_4 на поверхности Be должна иметь толщину ~ I4 A, чтобы можно было объяснить наблюдаемое поглощение в стенках бериллиевой ловушки. Пленка воды на поверхности стекла должна иметь толщину более 30 Å. Такое количество хлора и воды маловероятно, если учесть, что ловушки во время экспериментов прогревались, вследствие чего и хлор и вода должны были улетучиться даже в том случае, если они адсорбированы не в виде сплошной пленки, а распределены внутри приповерхностного слоя вещества толщиной ~ 100 Å.

Малые шероховатости, согласно (3), не могут привести к сильному увеличению поглощения, большие же требуют дополнительного исследования, которое проведено во 2-ой главе.

Чтобы объяснить увеличение поглощения с помощью неупругих процессов внутри незагрязненного вещества, необходимо вводить предположения, выходящие за рамки общепринятых представлений. Некогерентное нагревание на фононах не превышает величины

$$\eta \approx \frac{m}{M} b_c \sqrt{\tau} \sqrt{\frac{\tau}{\omega_D}}, \qquad (4)$$

где M – масса ядер, $\tau = 2m k_B T/\hbar$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура стенки, ω_D – дебаевская частота, причем предполагается $m/M \approx 10^{-1}$, $T \approx 300^0$К и $\omega_D \approx \tau$. Когерентное нагревание на фононах дает примерно столько же. Нагревание на высокочастотных релеевских волнах еще меньше. Оно меньше на величину отношения глубины волн к глубине проникновения УХН внутрь вещества. Нагревание же на глубоких дрожаниях поверхности вещества мало потому, что низких частот в дебаевском спектре мало. Выход из создавшегося положения можно найти только в том случае, если предположить отличие спектра низких частот от деба-

евского. Например, поглощение может сильно увеличиться, если на поверхности имеются волны с частотами порядка $\sim 10^{10}$ Гц и амплитудой ~ 1 Å. К увеличению поглощения приводит и гипотеза, согласно которой тело состоит из кластеров, колеблющихся независимо с частотами $\sim 10^{10}$ Гц. Интересно отметить, что эта гипотеза не противоречит наблюдаемым аномалиям в теплоемкости неупорядоченных твердых тел /4-5/, если кластеры содержат более чем 10^5 атомов, т.е. имеют размеры 60 – 70 Å. В этом случае число степеней свободы, приходящихся на колебания кластеров как целых, в 10^{-5} раз меньше, чем остальных степеней свободы, поэтому и вклад в теплоемкость во столько же раз меньше.

Во второй главе так же, как и в первой, рассматриваются процессы взаимодействия УХН с твердой стенкой, однако здесь исследуются те задачи, которые не поддаются решению методами теории возмущений.

В §1 рассмотрено распространение УХН в слоистых средах, причем получены формулы, удобные для программирования на ЭВМ.

В §2 рассматривается отражение от плоскости, когда вблизи плоскости вне среды находится шарик. Эта задача легко обобщается на случай, рассмотренный в параграфе 3, когда отражение происходит от среды, содержащей вблизи поверхности раздела вакуоль. Если вакуоль имеет достаточно большие размеры, чтобы в ней появились связанные уровни, то падающий нейтрон с энергией, близкой к дискретному уровню, испытывает сильное увеличение поглощения, которое выражается резонансной формулой

$$\Delta\mu \approx (2\pi)^2 \frac{n_1}{k^2}\frac{dz}{\pi}\frac{4\Gamma_1\Gamma_2}{(k^2-k_p^2+\delta)^2+(\Gamma_1+\Gamma_2)^2}, \quad (5)$$

где n_1 – плотность вакуолей заданного радиуса r на глубине z в интервале dz, k_p^2 отвечает энергии дискретного уровня в вакуоли, Γ_1 и Γ_2 – ширины, пропорциональные соответственно u_0'' и $k^2 e^{-k''z}$, причем z - расстояние от поверхности до края вакуоли, $k''=\sqrt{u_0-k^2}$, k – волновое число падающего нейтрона. Величина δ, характеризующая смещение резонансного уровня, так же, как и Γ_2, пропорциональна $exp(-k''z)$, т.е. убывает с удалением полости от поверхности. Выражение (5) представляет собой поглощение, усредненное по углам падения. Оно оказывается большим вблизи $k^2 \approx k_p^2-\delta$,

$$\mu \sim \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \sim r\, e^{k''z}. \quad (6)$$

Однако интервал значений k^2, где μ велико, тем меньше, чем дальше находится полость. Усреднение выражения (5) по энергии падающего нейтрона, а также по радиусам и положению вакуолей дает для среднего коэффициента поглощения величину

$$\mu \approx \mu_0\left(1-12\cdot v_p\cdot \ln\mu_0\right), \quad (7)$$

где $\mu_0 = \frac{\pi}{2} r$ представляет средний коэффициент поглощения при отражении от идеальной плоскости, а v_p – удельная пористость. Обычно удельная пористость мала и поэтому не приводит

к сильному увеличению коэффициента поглощения, однако в экстремальных случаях (например, ненамагниченный ферромагнетик) ее влияние может быть существенно.

В §3 рассматривается поглощение при отражении от размытой поверхности. Размытая поверхность может считаться предельным случаем сильно шероховатой поверхности с высокими и узкими шероховатостями. Для того, чтобы иметь дело с аналитически решаемой задачей, потенциал взаимодействия нейтрона со стенкой представляется в виде

$$U = \frac{u_0}{1+exp(-z/\ell)}, \quad (8)$$

где величиной, характеризующей размытость границы, является ℓ. Решение уравнения Шредингера с потенциалом (8) известно /6/, необходимо только из этого решения извлечь поглощение. Поглощение, усредненное по углам падения и энергиям, может быть представлено в виде $\mu = \mu_0\cdot f(u_0\ell^2)$,

$$f(u_0\ell^2) \approx \begin{cases} 1+\frac{\pi^2}{3}u_0\ell^2 & \text{при } u_0\ell^2 \ll 1, \\ 2\sqrt{u_0}\,\ell & \text{при } u_0\ell^2 \gg 1. \end{cases} \quad (9)$$

Сравнивая (9) с (3) при $u_0\ell^2 \ll 1$, видим, что ℓ можно связать со среднеквадратичной высотой шероховатостей b : $b^2 = \frac{\pi^2}{3}\ell^2$. В результате выражение (9) оказывается пригодным для описания поглощения при отражении от шероховатой поверхности с любой среднеквадратичной высотой шероховатостей, но с $L=0$. Поскольку при возрастании L поглощение, согласно (3), убывает, а при больших $\angle$ поглощение, естественно, оказывается во столько же раз больше μ_0, во сколько площадь реальной поверхности больше идеально ровной, т.е. в

$$\frac{S}{S_0} = \left\langle \sqrt{1+(\vec{\nabla}\xi(x,y))^2} \right\rangle \approx \sqrt{1+2\frac{\delta^2}{\mathcal{L}^2}} \qquad (10)$$

раз, где $\xi(x,y)$ обозначает высоту над точкой (x,y), то можно сконструировать формулу, которая единым образом охватывает все предельные случаи и может быть используема для оценки поглощения при отражении от шероховатой поверхности при любых значениях параметров поверхности:

$$\mu \approx \mu_0 \sqrt{1+\frac{2\delta^2 u_0}{1+1{,}2\cdot\mathcal{L}\sqrt{u_0}+\mathcal{L}^2 u_0}}\,. \qquad (11)$$

Выражения (9) и (11) показывают, что достаточно шероховатая поверхность может сильно увеличивать коэффициент поглощения. Однако наблюдаемое большое поглощение вряд ли можно отнести за счет шероховатостей, ибо в таком случае наблюдалось бы сильное увеличение поглощения как для хорошо поглощающих, так и для слабо поглощающих веществ, чего на эксперименте замечено не было /7/.

В §5 рассматривается теория многократного рассеяния волн на идеальном кристалле с целью выяснить, не существует ли какого-нибудь просачивания нейтронной волны, обусловленного дискретностью среды. Показано, что просачивание не имеет места.

Глава III носит гипотетический характер. В ней предполагается, что нейтрон можно представить нерасплывающимся сферическим

волновым пакетом

$$\Psi(\vec{r},t) = c\,\frac{e^{-q|\vec{r}-\vec{k}t|}}{|\vec{r}-\vec{k}t|}\,e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}, \qquad (12)$$

где $\omega=\frac{1}{2}(k^2-q^2)$, время t измеряется в единицах $m/\hbar$ и имеет размерность см^2, c – нормировочная постоянная, равная $\sqrt{q/2\pi}$, а $q=\alpha\cdot k$, причем α – некий параметр теории. Волновой пакет (12) подчиняется модифицированному уравнению Шредингера

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t}+\frac{1}{2}\Delta\right)\Psi(\vec{r},t) = -2\pi c\,\delta(\vec{r}-\vec{k}t)\,e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}, \qquad (13)$$

в котором правая часть фактически содержит начальное условие, характеризующее начальную траекторию нейтрона. Выражение (12) имеет то достоинство, что оно объединяет в себе свойства волны и частицы и позволяет непрерывным образом переходить от волновой оптики к геометрической. Кроме того, оно позволяет ультрахолодным нейтронам проходить над потенциальным барьером, создаваемым стенками сосуда, с вероятностью $\sim\alpha$.

В главе IV исследуется вопрос о влиянии зеркальности отражения на экспериментально измеряемое время удержания УХН в сосудах. Обычно число нейтронов, оставшихся в ловушке по истечении времени t, описывают экспоненциальной зависимостью:

$$N(t)=N(0)\exp\left(-\frac{\bar{\mu}}{\bar{\ell}}\,vt\right), \qquad (14)$$

где $\bar{\mu}$ – коэффициент поглощения, усредненный по углам падения,

$\bar{\ell}$ – средняя длина пробега УХН в ловушке, которую можно представить в виде отношения учетверенного объема к поверхности стенок ловушки $\bar{\ell} = 4V/S$, v – скорость нейтрона. Из выражения (14) следует, что время удержания равно

$$\tau = \frac{\bar{\ell}}{\mu v} . \qquad (15)$$

Однако выражение (14) было получено исходя из предположения о чисто диффузном характере отражения УХН от стенок /3/. Представляет интерес выяснить, как скажется наличие зеркальности отражения на времени удержания. Не приведет ли оно к увеличению длины пробега в сосудах, имеющих форму длинного цилиндра ? Если отражение полностью зеркально, зависимость полного числа нейтронов, остающихся в ловушке по истечении времени t, отличается от экспоненциальной, ибо длина пробега различна для разных нейтронов:

$$N(t) = \int N(0)\cdot exp\left[-\frac{\mu(\Omega)}{\ell(\Omega)} v\cdot t\right] d\Omega , \qquad (16)$$

где Ω – телесный угол падения на стенку. В рассматриваемой главе исследован промежуточный случай, когда закон отражения от стенки имеет вид

$$W(\Omega,\Omega_0) = (1 - \sigma\cdot A(\Omega))\delta(\Omega-\Omega_0) + c\cdot\sigma\cdot A(\Omega)\cdot A(\Omega_0)\cos\theta , \qquad (17)$$

причем $A(\Omega) = \cos\theta$, θ – угол падения, $c = 3/2\pi$, а σ – параметр зеркальности. Рассмотрено удержание в корот-

ком сосуде типа сферы и в длинном сосуде типа бесконечного цилиндра при изотропном начальном распределении. Показано, что при $\mu/\sigma \ll 1$ зависимость удержанных нейтронов от времени в случае сферы имеет вид (14), а в случае цилиндра – немного отличающийся :

$$N(t) = N(0)\int \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma}{(p-p_0)^2+\Gamma^2} exp\left(-\frac{p v t\cdot\sigma}{\ell}\right)dp , \qquad (18)$$

где $p_0 \approx \frac{\mu}{\sigma}$, а $\Gamma \sim p_0^2$. При малых p_0 выражения (18) и (14) фактически совпадают. Таким образом, можно сделать вывод, что зеркальность существенно не увеличивает длину пробега, если $\mu \ll \sigma$. Кроме того, в этой главе прослежен также переход и к чисто зеркальному отражению $\sigma \to 0$.

Глава У посвящена исследованию процесса распространения УХН по цилиндрическим нейтроноводам. Эта задача эквивалентна задаче о течении разреженного газа, последняя же привлекала к себе внимание с давних пор /8/, однако решалась она только для диффузного отражения от стенки или для диффузно-зеркального отражения (17) при $A(\Omega) = 1$. В реферируемой работе эта задача решается также для случая $A(\Omega) = \cos\theta$. Особенность, которая возникает для указанного закона отражения, состоит в том, что угловое распределение нейтронов на выходном отверстии содержит узко направленную компоненту, сужающуюся в направлении оси цилиндра тем больше, чем длиннее нейтроновод.

В главе УI рассматривается удержание УХН в магнитных ловушках. Исследование проводится на примере магнитного поля шестиполюсника. Ранее эта задача решалась полуклассически /9/

и численно /I0/. Здесь же она решается квантовомеханически, причем с точки зрения квантовой механики представляет собой уникальный пример, когда до конца прослеживается распад нестабильной системы. Уравнение Шредингера для нейтрона в магнитном поле имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta - \mu_n \cdot \vec{H}(\vec{r}) \cdot \vec{\sigma}\right] \Psi(\vec{r},t), \qquad (19)$$

где μ_n – магнитный момент нейтрона, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, $\vec{H}(\vec{r})$ – магнитное поле.

Для нейтронов, поляризованных вдоль поля

$$\left(\vec{H}(\vec{r})\,\vec{\sigma}\right) \Psi(\vec{r},t) = H(\vec{r})\, \Psi(\vec{r},t), \qquad (20)$$

и стационарное решение уравнения (19) имеет дискретный спектр. Для противоположно поляризованных нейтронов магнитное поле представляет собой не потенциальную яму, а потенциальный горб (в случае шестиполюсника $H(\vec{r}) \sim r^2$) и соответствующее уравнение имеет непрерывный спектр. Однако оператор $\left(\vec{H}(\vec{r})\vec{\sigma}\right)$ имеет квантовое число $H(\vec{r})$, зависящее от координат, и поэтому он не коммутирует с кинетическим членом полного гамильтонина, а это, в свою очередь, означает, что проекция спина нейтрона на направление магнитного поля не сохраняется, спин спонтанно переворачивается и нейтрон уходит из ловушки. Если предположить, что первоначально нейтрон имел спин, параллельный полю, и находился на некотором уровне, то далее удается проследить, как он переходит в непрерывный спектр, и тем самым определить время жизни УХН с заданной энергией. Интересно отметить, что в согласии с адиабатичностью высокоэнергетические уровни с малым эксцентриситетом орбит живут гораздо дольше низкоэнергетических.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах /II-I9/.

Литература

I. В.И.Лущиков, Ю.Н.Покотиловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 23 (I969).
2. J.H.Christenson e.a. Phys.Rev.Lett. 73,138 (1964).
3. Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, Р3-7I35, Дубна, I973.
4. R.B.Stephens. Phys.Rev. B8, 2896(1973).
5. H.P.Baltes. Solid State Commun. 13, 225 (1974).
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, М., I963.
7. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ, Р3-7282, Дубна, I973.
8. P.Clausing. Ann.der Phys.12,961 (1932).
9. В.В.Владимирский. ЖЭТФ, 39, I062 (I960).
I0. И.М.Матора. ЯФ, ХУI, 624 (I972).
II. В.К.Игнатович. Препринт ОИЯИ, Р4-6553, Дубна,I972.
I2. В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-6940, Дубна, I972.
I3. В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-7055, Дубна, I973.
I4. I.Bercheanu, V.K.Ignatovich. Vacuum, 23,441(1973).
I5. В.К.Игнатович, А.В.Степанов. Сообщение ОИЯИ, Р4-7832, Дубна, I974.

16. В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-7831, Дубна, 1974.
17. V.K.Ignatovich. Preprint JINR, E4-8039,Dubna,1974.
18. V.K.Ignatovich. Preprint JINR E4-8404,Dubna 1974.
19. В.Н.Ефимов, В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-8253, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1975 г.