ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-25

Р4-98-25

И.М.Матора

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЭЛЕКТРОНА И НЕЙТРОНА — ОДНА ИЗ ПРИЧИН НАГРЕВА УХН ПРИ ИХ ХРАНЕНИИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОСУДАХ

Направлено в «Hadronic Journal»

1998

1. ВВЕДЕНИЕ

И в пионерских теоретической работе Я.Б.Зельдовича 1959 г. [1], и в эксперименте группы сотрудников ЛНФ В.И.Лущикова, Ю.Н.Покотиловского, А.В.Стрелкова и Ф.Л.Шапиро 1968 г. [2], и в последовавших после этого первого успешного экспериментального наблюдения УХН многих сотнях других работ пока нет ответа на вопрос о причине сокращения (по сравнению с предсказаниями теории) времени их хранения [3].

Предположение о его сокращении из-за неупругого рассеяния УХН на примесном водороде, всегда имеющемся в ограничивающем объем хранения поверхностном слое ловушек, объясняет аномалию лишь частично.

В то же время, как показано ниже, *ne*-взаимодействие за счет больших магнитных моментов нейтрона ($\mu_n = 9{,}66 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс) и электрона ($\mu_e = 9{,}285 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс) особенно в металлах, часто используемых в качестве стенок ловушек, может оказаться доминирующей причиной вышеупомянутого сокращения.

Что же касается ловушек с диэлектрическими внутренними стенками, в которых в 1981—1982 гг. были зафиксированы рекордные для твердотелых сосудов времена хранения УХН $\tau_{хр.} = 290$ с (кварц, $\varnothing = 6{,}4$ см, $l = 100$ см) [4] и $\tau_{хр.} = (950 \pm 60)$ с (Al с намороженным тяжеловодным льдом, $\varnothing$ горизонтального дна — 52 см, высота цилиндра — 28 см) [5], то, к сожалению, их широкого использования другими экспериментаторами пока нет.

Причина увеличения $\tau_{хр.}$ в сосудах с диэлектрическими стенками очевидна. Все электроны диэлектрика заполняют уровни энергетических зон так, что для любого из них нет свободных состояний с полной энергией меньшей, чем на занятом им уровне. Это и делает передачу энергии любого электрона нейтрону маловероятной.

В металлах же электроны имеющей сплошной спектр уровней энергии ε зоны проводимости даже при низких температурах заселяют не все состояния под уровнем Ферми ε_F, т.к. часть из них пребывают на уровнях выше ε_F. *Последнее и увеличивает* вероятность передачи импульса от электронов, заселяющих состояния с $\varepsilon > \varepsilon_F$, УХН с последующим переходом e^- на свободные нижележащие уровни зоны.

То, что и $\tau_{хр.} = 290$ с (в [4]), и $\tau_{хр.} = 950$ с (в [5]), несмотря на $\tau_5/\tau_4 > 3$, названы рекордными, не является оговоркой. Дело в том, что благодаря большему объему хранения в сосуде [5] и оптимальной его форме частота взаимодействий УХН со стенками сосуда в [4] в несколько раз больше, чем в [5]. Поэтому у поверхности кварца способность отражать УХН скорее даже выше, чем у тяжеловодного льда [4,3, стр.144].

В приповерхностном слое металлического сосуда на УХН, скорость которого $v_n \sim 500$ см/с (и, следовательно, кинетическая его энергия $\varepsilon_n = \frac{m_n v_n^2}{2} \sim 1{,}3 \cdot 10^{-7}$ эВ), воздействуют три потока: поток ядер с его плотностью $\phi_я = n_я v_n \sim 10^{23}\ 500 = 5 \cdot 10^{25}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$; поток связанных с ядрами электронов, практически не способных нагревать УХН и поток e^- зоны проводимости ϕ с $v \geq v_F \sim 10^8$ см/с [6].

2. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА ВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ

Чтобы найти $\phi = \Delta \bar{v} N$ (Δ — относительная доля возбужденных до $\varepsilon > \varepsilon_F$ e^- зоны проводимости, $\bar{v}$ — их средняя скорость, N — плотность всех e^- зоны), необходимо сначала оценить Δ. Приближенную оценку Δ наиболее просто получить аналитически, пользуясь тем, что безразмерные интегралы $\frac{1}{\varepsilon_F}\int f(\varepsilon)d\varepsilon$ от распределения Ферми—Дирака вероятности заполнения уровней $f(\varepsilon) = \left(e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}} + 1\right)^{-1}$ (ε_F — работа выхода e^- из металла) имеют известную первообразную функцию $Y(\varepsilon) = \frac{kT}{\varepsilon_F}\left[\frac{\varepsilon}{kT} - \ln\left(1 + e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}}\right)\right]$ [7]. То, что слабо зависящая от ε плотность уровней $\rho(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2}$ в оценке не учитывается, приведет лишь, как легко понять, к небольшому занижению величины Δ по сравнению с истинным ее значением.

Тогда с учетом того, что полная глубина потенциальной ямы зоны проводимости $V = 2\varepsilon_F$

$$\Delta \simeq \frac{\frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{\varepsilon_F} f(\varepsilon d\varepsilon}{\frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon}. \qquad (1)$$

Инвариантность интеграла $\frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon$

Пользуясь вышеупомянутой $Y(\varepsilon)$, получаем

$$\frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{kT}{\varepsilon_F}\left[\frac{2\varepsilon_F}{kT} - \ln\frac{1+e^{\frac{\varepsilon_F}{kT}}}{1+e^{-\frac{\varepsilon_F}{kT}}}\right] = \frac{kT}{\varepsilon_F}\left[\frac{2\varepsilon_F}{kT} - \ln\frac{e^{\frac{\varepsilon_F}{kT}}\left(1+e^{-\frac{\varepsilon_F}{kT}}\right)}{1+e^{-\frac{\varepsilon_F}{kT}}}\right] \equiv 1. \quad (2)$$

Как видим, действительно $\frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon$ не зависит даже от температуры T во всей области $0 < T < \infty$ и имеет постоянную, равную 1, величину.

После этого находим $\Delta \simeq 1 - \frac{1}{\varepsilon_F}\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon \simeq \frac{kT}{\varepsilon_F}\ln 2$, а плотность ϕ с учетом того, что $\bar{v} \sim v_F$, для конкретного металла меди с $N = 8{,}46 \cdot 10^{22}/\text{см}^3$, $v_F = 1{,}25 \cdot 10^8$ см/с ($\varepsilon_F = 4{,}4$ эВ) при $T = 300$ K $\Delta = 0{,}0041$ и $\phi \simeq \simeq 4{,}4 \cdot 10^{28}\ e^- \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Прежде чем вычислять эффективные поперечные сечения передачи энергии УХН от электронов, полезно обратить внимание на следующие интересные уже обнаруженные экспериментаторами факты.

Два десятилетия тому назад авторы работы [8] провели принципиально важный эксперимент. В опытах с сосудами-ловушками с металлическими (Cu) отражающими поверхностями при $T \sim 300$ K им удалось измерить зависимости от времени как числа УХН $N(t)$ внутри сосуда, так и числа вышедших из него нейтронов и их энергию ε_n вне сосуда.

Полученный ход $N(t)$ оказался синхронным с ходом $n(t)$, причем величины $N(t)$ и $n(t)$ практически совпадали при всех t ($N(t)$ слабо превалировали над $n(t)$).

Не менее интересен и важен их результат измерения энергии ε_n покинувших сосуд нейтронов. Ее величина была $0{,}0002 \le \varepsilon_n \le 0{,}025$ эВ т.е. почти все проникшие сквозь стенки сосуда n из УХН превратились в тепловые.

Авторы [8] пришли к заключению, что все результаты их измерений совместимы с приростом энергии УХН до $\varepsilon_n \in (0{,}0002—0{,}025)$ эВ только в одном столкновении в отражающем их поверхностном слое ловушки.

Ценен также результат измерения температурного хода числа покидающих сосуд УХН, полученный в [9]. В широком диапазоне $50 \le T \le 300$ K ход и для сосуда с обезгаженными внутренними поверхностями, и не обезгаженными оказался линейно возрастающим с ростом T.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С УХН

Теперь уместно перейти к оценке энергии, которую возбужденный электрон зоны проводимости Cu сосуда способен передать УХН в одном упругом столкновении. Максимальной она будет, естественно, если в соответствии с вышеизложенным e^- будет находиться на наивысшем из имеющихся уровней зоны с $\varepsilon = 2\varepsilon_F$ и $v_e = \sqrt{2}\, v_F = 1{,}77 \cdot 10^8$ см/с и вместе с тем — когда e^- с упомянутой скоростью претерпит отражение в направлении, обратном исходному вектору его скорости $\bar{v} = \bar{v}_0$. Тогда переданный «покоящемуся» УХН импульс составит $\Delta p_n \sim 3{,}22 \cdot 10^{-19}$ г · см/с, а соответствующая $\Delta\, \varepsilon_n \sim 0{,}0193$ эВ близка к наибольшему измеренному в [8] значению энергии вылетавших из сосуда нейтронов.

Вследствие обязательной параллельности (или антипараллельности) спинов взаимодействующих фермионов e^- и УХН потенциальная энергия взаимодействия их магнитных моментов $\bar{\mu}_e$ и $\bar{\mu}_n$ в предположении малости размеров e^- и n по сравнению с расстоянием r между ними имеет вид:

$$V_{ne}(r) = \pm \frac{2\mu_e \mu_n}{r^3} = \pm \frac{2A}{r^3} \quad \text{при } \bar{\mu}_e \text{ и } \bar{\mu}_n \text{ соосных и}$$

$$V_{ne}(r) = \pm \frac{A}{r^3} \ \text{— соплоскостных. } (A = 0{,}897 \cdot 10^{-43} \text{ эрг}^2\text{Гс}^{-2}). \tag{3}$$

Не только квантово-механическая, но и классическая, аналогичная выполненному Резерфордом расчету рассеяния α-частицы кулоновским полем

ядра, процедура в нашем случае осложнена тем, что аналитическое решение как волнового уравнения, так и уравнения движения электрона в магнитном поле УХН получить не удается.

Однако уверенная приближенная оценка величины эффективаного сечения σ_{ne} с помощью ЭВМ находится элементарно.

Расчет выполнялся для значения постоянной взаимодействия в (3) с соплоскостными притягивающимися друг к другу μ_e и μ_n.

Здесь уравнение движения нерелятивистского электрона будет:

$$\frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) - \frac{A}{r^3} - \frac{m}{2} v_0^2 = 0 \ \ (v_0 \text{ — скорость } e^- \text{ при } r \to \infty). \tag{4}$$

Из закона сохранения момента количества движения электрона следует $mdv_0 = |mr^2\dot{\varphi}|$, откуда $|\dot{\varphi}| = \dfrac{v_0 d}{r^2}$ (d — прицельный параметр).

Перейдя в (8) от дифференцирования по времени к $\dfrac{d}{d\varphi}$ и обозначив $\dot{r} = \dfrac{dr}{dt} = \dfrac{dr}{d\varphi}\dot{\varphi} = r'\dot{\varphi}$, преобразуем его в

$$r'^2 - \frac{r^4}{d^2} + r^2 - 2\frac{A}{mv_0^2} = 0 \quad \text{или} \quad r' = \frac{\sqrt{r}}{d}\sqrt{r^3 - rd^2 + \frac{2A}{mv_0^2}}. \tag{5}$$

Полагая $r' = 0$, из (5) находим

$$r_p^3 - d^2 r_p + \frac{2A}{mv_0^2} = 0, \quad \text{откуда} \quad d = \sqrt{r_p^2 + \frac{2A}{mv_0^2 r_p}}, \tag{6}$$

(r_p = минимальному r между УХН и облетающим вокруг него e^-). С помощью (6), задавая конкретные значения r_p, легко вычислить соответствующие им прицельные параметры d.

Далее из (5), используя симметрию траектории e^-, находим полный угол его облета φ вокруг УХН

$$\varphi = 2d \int\limits_{r_p}^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{r\left(r^3 - d^2 r + \dfrac{2A}{mv_0^2}\right)}}, \tag{7}$$

значение которого позволяет вычислить передаваемый e^- нейтрону импульс $\Delta p_n \ge 2p_F \cos\left(\pi - \dfrac{\varphi}{2}\right)$.

Численное интегрирование (7) завершает процедуру. Разумеется, при этом интервалы r, близкие к r_p и для больших $r \to \infty$ необходимо проходить методами аналитическими. Так, для первого из интервалов вклад в (7) есть $2d\int\limits_{r_p}^{r_p+\delta} \simeq 4d\sqrt{\dfrac{\delta}{2r_p^3 - \dfrac{2A}{mv_0^2}}}$, а для больших r — $2d\int\limits_{r_m}^{\infty} \simeq 2\arcsin\dfrac{d}{r_m}$.

В таблице 1 представлены некоторые результаты интегрирования (7). Как видим, угол $\pi-\dfrac{\varphi}{2}$, близкий к 0, достигается при $d_0 \doteq 2{,}575\cdot10^{-11}$см, а в интервале $2{,}565\cdot10^{-11} \le d \le 2{,}62\cdot10^{-11}$ см переданные УХН импульсы превосходят значение $1{,}8\,p_e$.

То есть эффективное сечение отражения возбужденного e^- зоны проводимости от УХН с передачей ему импульса $\ge 1{,}8p_e$ составляет

$$\sigma_{ne} \simeq 2\pi\, d_0 \Delta\, d = 2\pi\cdot 2{,}575\cdot10^{-11}\cdot 5{,}5\cdot10^{-13} \simeq 89 \text{ б}.$$

Таблица 1 ($\varepsilon_e = 8{,}8$ эВ)

$10^{11} r_p$, см	$10^{11} d$, см	φ, рад	$\cos\left(\pi-\dfrac{\varphi}{2}\right)$
1,6	2,556	7,55	0,8
1,7	2,575	6,45	1
1,9	2,638	5,24	0,87
2,1	2,739	4,64	0,68
2,3	2,838	4,5	0,63
2,5	2,966	4,04	0,43

Проверим теперь, имеет ли место предполагавшееся нами превосходство расстояния r между УХН и облетающим вокруг него e^- над размерами частиц. Во всех представленных в таблице 1 случаях с передачей импульса УХН от электрона $\Delta p_n > 1{,}8\, p_F$ оказывается $r_p \sim 1{,}9\cdot10^{-11}$ см. В то же время на основе развитой Дираком релятивистской теории электрона с учетом квантования образуемого в нем магнитного потока уже доказано [10], что открытое Дираком внутриэлектронное движение, до сих пор трактовавшееся как Zitterbewegung, в действительности есть стабильная циркуляция со световой скоростью равнораспределенного по супертонкой тороидальной поверхности с большим ее радиусом $R = \lambdabar_0\left(1+\dfrac{\alpha}{\pi}\right) = 3{,}87\cdot10^{-11}$ см кванта безмассового заряда электрона - e.

С этой целью в уравнении движения электрона нужно заменить выражение энергии взаимодействия соплоскостных частиц $V_{ne} = -\dfrac{A}{r^3}$ на ее выражение с учетом формы электрона-кольца $V_{ne} = -\mu_n H_z^e = -\dfrac{e\,\mu_n}{\pi R}\left[\dfrac{E(k)}{R-r} + \dfrac{K(k)}{R+r}\right]$, в котором $E(k)$ и $K(k)$ — полные эллиптические интегралы с $k^2 = \dfrac{4Rr}{(R+r)^2}$ [11].

Тогда угол φ облета УХН электроном выразится

$$\varphi = 2d\int\limits_{r_p}^{\infty} \frac{dr}{r\sqrt{r^2\left[1+\dfrac{2e\,\mu_n}{\pi R m v_0^2}\left(\dfrac{E}{r-R} - \dfrac{K}{R+r}\right)\right] - d^2}}, \tag{8}$$

$$\left(\frac{2e\,\mu_n}{\pi R m v_0^2} = 0{,}2707\cdot10^{-11}\text{ см}\right).$$

Полный угол облета φ, так же, как и в случае (7), определяется в результате численного интегрирования (8) в интервале $r_p+\delta < r < r_m$ вместе с вычислением значений $\delta\varphi$ в интервале $r_p \le r \le r_p+\delta$ $(\delta << r_p)$ и $\Delta\varphi$ — на $r_m \le r < \infty$ из выражений $\delta\varphi = \dfrac{4d}{r_p}\sqrt{\dfrac{\delta}{F(r_p)}}$ и $\Delta\varphi = 2\dfrac{d}{r_m}$. Выражение $F(r_p)$ в $\delta\varphi$ есть

$$F(r_p) = 2\frac{d^2}{r_p} + \frac{2e\,\mu_n}{\pi R m v_0^2}\, r_p^2 \times$$

$$\times\left\{\frac{K(k_p)}{(R+r_p)^2} - \frac{E(k_p)}{(r_p-R)^2} + \frac{R}{(R+r_p)^2}\left[\frac{2}{r_p-R} + \frac{2(\ln_p-1)}{r_p+R} + \frac{(r_p-R)\left(\dfrac{3}{2}-\ln_p\right)}{(r_p+R)^2}\right]\right\},$$

где

$$\ln_p = \ln\frac{4}{k_p'};\quad k_p' = \frac{r_p-R}{R+r_p};$$

$$d = r_p\sqrt{1+\frac{2e\,\mu_n}{\pi R m v_0^2}\left(\frac{E(k_p)}{r_p-R} - \frac{K(k_p)}{R+r_p}\right)};\quad k_p^2 = \frac{4Rr_p}{(R+r_p)^2}.$$

Как и при оценке σ_{ne} в предположении «точечности» e^- и n, здесь интегрирование в (8) выполняется после вычисления соответствующих друг другу в каждой паре конкретных величин d и r_p.

Набор полных углов облета φ был найден для минимального $(\varepsilon_1 = \varepsilon_F)$ и максимального $(\varepsilon_2 = 2\varepsilon_F)$ из возможных значений энергии возбужденных e^- зоны проводимости меди. Результаты даны в таблице 2.

Таблица 2

$\varepsilon_e \sim 4{,}4$ эВ				$\varepsilon_e \sim 8{,}8$ эВ			
$10^{11}\, r_p$, см	$10^{11}\, d$, см	φ, рад	$\cos\left(\pi - \frac{\varphi}{2}\right)$	$10^{11}\, r_p$, см	$10^{11}\, d$, см	φ, рад	$\cos\left(\pi - \frac{\varphi}{2}\right)$
4,765	5,6016	6,954	0,94	4,524	5,14042	7,045	0,928
4,77	5,6017	6,359	1	4,525	5,14043	6,65	0,983
4,8	5,6031	5,437	0,91	4,527	5,14045	6,223	1
4,96	5,6362	4,4	0,59	4,54	5,14085	5,314	0,893
5,2	5,7483	3,875	0,36	4,58	5,1419	4,54	0,645

Как и следовало ожидать, здесь и минимальное расстояние между частицами *при облете УХН электроном* с полным углом облета $\varphi \sim 2\pi$ и соответствующий прицельный параметр более чем вдвое превосходят эти величины в таблице 1. Но диапазон прицельных параметров Δd, в котором приобретаемый от e^- импульс УХН $\Delta p_n > 1{,}8 p_{e^-}$, при энергии $\varepsilon_1 = 4{,}4$ эВ $\Delta d \simeq 1{,}6 \cdot 10^{-14}$ см, а при $\varepsilon_2 = 8{,}8$ эВ $\Delta d \simeq 4 \cdot 10^{-15}$ см, более чем на 1—2 порядка сузился. И соответствующие эффективные поперечные сечения σ^1_{ne} и σ^2_{ne} составляют $\sigma^1_{ne} \sim 5{,}6$ а и $\sigma^2_{ne} \sim 1{,}3$ б.

Оценим теперь вероятность w_{ne} нагрева УХН в однократном его отражении от поверхностного слоя меди (толщина которого, как известно, составляет $\Delta l \sim 100$ Å [12])

$$w_{ne} = \frac{1}{4}\, \sigma_{ne}\, \Phi\, t_1. \qquad (9)$$

(Множитель 1/4 в (9) отражает тот факт, что эффективный нагрев УХН идет лишь по одному из четырех каналов *ne*-взаимодействия — взаимному притяжению частиц с соплоскостной ориентацией их моментов; $t_1 \sim \dfrac{2\Delta l}{\bar{v}_{\text{УХН}}}$, $\bar{v}_{\text{УХН}}$ —

средняя скорость нейтрона в интервале t_1 — времени пребывания в меди $\bar{v}_{\text{УХН}} \sim 250$ см/с).

Экспоненциальное возрастание знаменателя $f(\varepsilon)$ с ростом $\varepsilon - \varepsilon_F$ для всех возбужденных (с $\varepsilon > \varepsilon_F$) уровней зоны проводимости уже при достижении $\varepsilon - \varepsilon_F = 2{,}94 \cdot k \cdot T = 0{,}076$ эВ на порядок уменьшает $|f(\varepsilon)|$, оказывающийся равным 0,05 вместо $|f(\varepsilon_F)| = 0{,}5$. Из-за этого подавляющая часть возбужденных e^- имеет скорости $v_{e^-} = v_F + \alpha$ $(\alpha << v_F)$. Тогда при $T = 300$ К

$$w_{ne} \simeq \frac{1}{4} \times 5{,}6 \times 10^{-24} \times 4{,}4 \times 10^{28} \times \frac{2 \cdot 10^{-6}}{250} \sim 4{,}9 \cdot 10^{-4}.$$

Отсюда предельное число отражений УХН от стенок суперчистого медного сосуда N_τ, после достижения которого вероятность для нейтрона в одном из столкновений со стенкой получить $\Delta\varepsilon_n \geq 0{,}008$ эВ и покинуть объем хранения $w = N_\tau \cdot w_{ne} = 1$, оказывается $N_\tau \sim 2000$, причем — это оценка сверху, т.к. нагрев с $\Delta\varepsilon_n < 0{,}008$ эВ при оценке мы не учитывали.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, вышеизложенные расчеты (магнитного) *ne*-взаимодействия приводят *к той же пропорциональной* зависимости вероятности нагрева УХН от температуры T стенок медного сосуда, которая была измерена в интервале $T \in (50—300)$ К в [9].

Кроме этого, практически совпадают интервалы энергий, которые приобретают УХН в одном их столкновении со стенкой медного сосуда экспериментальный [8] $\Delta\varepsilon_n \in (0{,}0002—0{,}025)$ эВ и найденный здесь $\Delta\varepsilon_n < 0{,}02$ эВ.

Эффективные сечения упругого рассеяния электронов на УХН превосходят сечения неупругих взаимодействий последних с ядрами атомов применяемых для хранения УХН металлов. И, кроме того, плотность потока способных нагревать УХН электронов $\Phi \sim 4{,}4 \times 10^{28}\ e^-/\text{см}^2 \cdot$с почти на 3 порядка превосходит $\Phi_\text{я}$.

Все это дает основание считать роль магнитного *ne*-взаимодействия в нагреве хранящихся в металлических сосудах УХН превалирующей над другими аналогичными факторами.

Уместно указать наиболее существенные причины, обусловливавшие недооценку вероятности нагрева УХН возбужденными электронами зоны проводимости металлических сосудов в предыдущих теоретических работах. Главной среди них представляется использование авторами оценок предполагаемой ими величины амплитуды r_0 магнитного *ne*-взаимодействия, равной $r_0 = 2{,}82 \times 10^{-13}$ см — классическому радиусу электрона, а не реальной ее величины $r_0 \sim 4{,}5 \times 10^{-11}$ см. Это приводило к недооценке σ_{ne} примерно в $2{,}5 \times 10^4$ раз. Кроме этого, мог существенно снизить оцениваемую вероятность w_{ne} нагрева неучет вышеупомянутой реальной плотности потока Ф, что дополнительно уменьшало бы w_{ne} еще примерно в 10^3 раз.

Что же касается ловушек УХН диэлектрических, то, несмотря на малость σ_{ne} передачи энергии УХН электронами наружных оболочек атомов диэлектрика, вследствие почти на 3 порядка большей их плотности потока, чем Ф, количественное квантово-механическое исследование возможности нагрева в них УХН электронами представляется также актуальным.

В заключение искренне благодарю В.Л.Аксенова, В.И.Лущикова, А.В.Стрелкова и О.И.Юлдашева за ценные советы и помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1952.
2. Лущиков В.И. и др. — ОИЯИ, Р3-4127, Дубна, 1968; Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, в.1, с.40.
3. Игнатович В.К. — Физика ультрахолодных нейтронов. М., «Наука», 1986.
   Стрелков А.В. — ОИЯИ, Р3-96-354, Дубна, 1996.
4. Mampe W. et al. — Z. Phys., 1981, v.B45, p.1.
5. Косвинцев Ю.Ю., Морозов В.И., Терехов Г.И. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.346.
6. Физический энциклопедический словарь. М.: БРЭ, 1995, с.804.
7. Рыжик И.М., Градштейн И.С. — Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.—Л., ГИТТЛ, 1951.
8. Стрелков А.В., Хетцельт М. — ОИЯИ, Р3-10815, Дубна, 1977; ЖЭТФ, 1978, т.74, в.1, с.23.
9. Игнатович В.К. и др. —ОИЯИ, Р3-82-811, Дубна, 1982.
10. Матора И.М. — ОИЯИ, Р2-97-32, Дубна, 1997; Hadronic Journ., 1997, 20, No.1, p.147; ОИЯИ, Р4-81-81, Дубна, 1981; ОИЯИ, Р4-85-407, Дубна, 1985.
11. Матора И.М. и др. — ОИЯИ, Р3-81-591, Дубна, 1981.
12. Шапиро Ф.Л. —ОИЯИ, Р3-7135, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1998 года.

Индекс книги	Название книги
Е1,2-97-79	Труды XII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика. Дубна, 1994, 2 тома, 364 с. и 370 с. (на англ. яз.)
Д5,11-97-112	Труды IX международной конференции «Математическое моделирование в физике». Дубна, 1996, 378 с. (на русском и англ. яз.)
Е3-97-213	Труды V Международного семинара по взаимодествию нейтронов с ядрами. Дубна, 1997, 446 с. (на англ. яз.)
Д9-97-231	Труды международной школы молодых ученых «Проблемы ускорения заряженных частиц». Дубна, 1996, 285 с. (на русском и англ. яз.)
Е2,4-97-263	Труды III международной конференции «Ренормгруппа-96». Дубна, 1996, 436 с. (на англ. яз.)
Е10-97-272	Труды международного рабочего совещания «Системы сбора данных в экспериментах на нейтронных источниках». Дубна, 1997, 325 с. (на англ. яз.)
Д19-97-284	Труды международного симпозиума «Проблемы биохимии, радиационной и космической биологии». Дубна, 1997, 2 тома: 284 и 405 стр. (на русском и англ. яз.)
Р14-97-343	Труды Национальной конференции по применению рентгеновского синхротронного излучения нейтронов и электронов для исследования материалов. Дубна, 1997, 3 тома, 370 с., 448 с., 340 с. (на русском яз.)
Д -97-376	Труды I открытой конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. Дубна, 1997, 254 с. (на русском яз.)
Е2-97-413	Труды VII Международного совещания по спиновой физике высоких энергий (СПИН-97). Дубна, 1997, 398 с. (на англ. яз.)

За дополнительной информацией просим обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу:

141980, г.Дубна, Московской области,
ул.Жолио-Кюри, 6.
Объединенный институт ядерных исследований,
издательский отдел
E-mail: publish@pds.jinr.dubna.su

Матора И.М. Р4-98-25

Взаимодействие магнитных моментов электрона и нейтрона
— одна из причин нагрева УХН при их хранении в металлических сосудах

Даны оценки сечений упругого рассеяния возбужденных электронов зоны проводимости металла сосудов на хранимых в них УХН, отражающихся от стенок сосудов. С помощью квазиклассической методики, аналогичной расчету Резерфордом сечений рассеяния α-частиц ядрами атомов, показано, что с учетом реальных размеров кольцевой структуры электрона эффективные сечения передачи от него энергии УХН в медном сосуде в одном столкновении нейтрона со стенкой превосходят сечения неупругих взаимодействий УХН с ядрами, а расчетный интервал передаваемых УХН электронами энергий $\Delta\varepsilon_n \in (0—0{,}02)$ эВ практически совпадает с измеренным Стрелковым А.В. и Хетцельтом М. (ЖЭТФ, 1978, т.74, в.1, с.23) для Cu $\Delta\varepsilon_n \in (0{,}0002—0{,}25)$ эВ. Совпадают и зависимости от температуры T вероятности $w_{ne}(T) \sim \mathrm{const}\cdot T$ расчетная и измеренная Игнатовичем и др. (ОИЯИ, Р3-82-811, Дубна, 1982) для $50 \le T \le 300$ K. Найден инвариантный интеграл от распределения Ферми—Дирака $f(\varepsilon) = \dfrac{1}{e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}} + 1}$ вероятности заполнения уровней в ферми-газе $\dfrac{1}{\varepsilon}\displaystyle\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon \equiv 1$ при любых значениях T.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им.И.М.Франка ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Matora I.M. P4-98-25

Electron and Neutron Magnetic Moments Interaction
— Possible Reason for Heating of UCN Kept in Metal Vessels

The evaluations of the elastic scattering cross sections of the excited electrons from conductivity zone on UCN reflected from the metal vessel walls are presented. The quasiclassic technique analogous to Rutherford's calculations of the α-particles scattering on the nuclei was applied. It is shown, that with taking into account a real size and structure of electron ring the effective cross section of the energy transfer to UCN in one collision with Cu wall surpasses one for inelastic UCN interaction with wall's nuclei. The calculated range of energy transferred to UCN in one collision $\Delta\varepsilon_n \in (0—0.02)$ eV practically coincides with the measured dy Strelkov A.V. and Hetzelt M. (JETP, 1978, v.74, 1, p.23) $\Delta\varepsilon_n \in (0.0002—0.025)$ eV. The dependences of the probability $w_{ne}(T)$ of heating UCN by e^- in Cu vessel, which was calculated here and measured by Ignatovich et al. (JINR, P3-82-811, Dubna, 1982), also coincide. The invariant integral from Fermi—Dirac distribution $f(\varepsilon) = \left[e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}} + 1\right]^{-1}$ of the energy level filling probability $\dfrac{1}{\varepsilon_F}\displaystyle\int_0^{2\varepsilon_F} f(\varepsilon)d\varepsilon \equiv 1$ for all T is found.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998

Редактор М.И.Зарубина. Макет Р.Д.Фоминой

Подписано в печать 20.04.98
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,13
Тираж 370. Заказ 50602. Цена 1 р. 26 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области