

О ВОЗМОЖНЫХ АНОМАЛИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ (УХН)

В.А.Артемов

В условиях квантования энергии УХН в гравитационном (g -) поле, при двумерном движении нейтронов сечение их упругого рассеяния $\propto v^{-1}$. Подавляется канал вылета нейтронов в ядерных реакциях с УХН. Возможно образование молекулы n_2 при одномерном движении нейтронов.

1. Рассмотрев задачу о хранении УХН на плоскости (подложке) в g -поле, авторы ¹ фактически предложили способ получения двумерных нейтронов ($2D - n$), совершающих свободное двумерное ($2D$ -) движение вдоль подложки, энергии первых гравитационных уровней (ГУ) $E_1 = 1,4$ и $E_2 = 2,45$ (10^{-12} эВ). Для таких УХН уже можно ожидать влияния гравитационного поля Земли на характер ядерных взаимодействий. Рассмотрим конкретно случай g -поля, но все рассуждения применимы для любого поля, прижимающего нейтроны к поверхности, — магнитного, центробежных сил. Ограничимся исследованием только упругого рассеяния $2D - n$ (спины $\uparrow\downarrow$), находящихся на первом ГУ, с энергией относительного движения $\epsilon < E_2 - E_1$ (невозможен переход на другие ГУ).

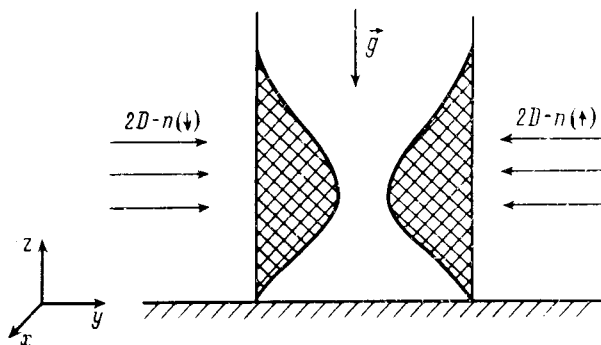


Рис. 1

2. Вдоль подложки, расположенной при $z \leq 0$ в плоскости xy , движутся поляризованные $2D - n$ (рис. 1). Для описания рассеяния нейтронов используем псевдопотенциал Ферми $V_F(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = 4\pi\alpha\hbar^2 m^{-1} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, m — масса нейтрона, $\alpha \approx -17,6$ фм — длина рассеяния, \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — трехмерные радиус-векторы. Отделим $2D$ -движение взаимодействующих частиц как целого, и будем рассматривать их относительное $2D$ -движение вдоль подложки. Волновая функция (ВФ) до (i) и после (f) рассеяния есть $\psi_{i(f)} = \varphi(z_1) \varphi(z_2) (2\pi\hbar)^{-1} \exp[i:\mathbf{K}_{i(f)}\vec{\rho}/\hbar]$, где φ — локализованные ВФ первого ГУ: $\mathbf{K}_i, \mathbf{K}_f$ и $\vec{\rho}$ — импульсы и радиус-вектор относительно движения $2D - n$. Вероятность рассеяния $dw_{fi} = 2\pi\hbar^{-1} |U_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) d\mathbf{K}_f$, где $U_{fi} = \int \psi_f^* \times V_F \psi_i d^3\rho dz_1 dz_2$. В конкретных расчетах используем вариационную ВФ $\varphi(z) = 2\beta^{3/2} z \exp(-\beta z)$, $z \geq 0$; $\beta = (3m^2 g / 2\hbar^2)^{1/3} \approx 1,55 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$; $E_1 \approx 1,966(\hbar^2 \beta^2 m)^{1/3} \approx 1,49 \cdot 10^{-12} \text{ эВ}$; тогда $U_{fi} = 3\alpha\beta/8\pi m$. Для получения сечения рассеяния $d\sigma$ вероятность dw_{fi} делим на плотность потока J сталкивающихся частиц. Здесь $d\sigma$ имеет размерность длины, в отличие от случая трехмерного движения (в невесомости), когда сечение имеет размерность площади. Это можно понять из следующих простых рассуждений. При $2D$ -движении распределение нейтронов по оси z полностью определяется локализованными ВФ $\varphi(z_1)$ и $\varphi(z_2)$. В потоке $2D - n$ на ГУ не может находиться более одной частицы с одинаковыми квантовыми числами. Поэтому количество $2D - n$, прошедших в единицу времени через отрезок единичной длины (в плоскости xy), расположенный перпендикулярно направлению движения частиц, и будет определять плотность потока $2D - n$, т.е. $J = v(2\pi\hbar)^{-2} \int dz_1 dz_2 \varphi^2(z_1) \varphi^2(z_2) = v/(2\pi\hbar)^2$, где $v = K_i/\mu$ — скорость

относительного движения $2D - n$, $\mu = m/2$. С учетом тождественности частиц для $d\sigma$ получим

$$d\sigma = (9/8)\pi\hbar\alpha^2\beta^2 m^{-1/2}\epsilon^{-1/2}d\theta, \quad (1)$$

— в (1) проинтегрировали по конечным импульсам K_f : $dK_f = K_f dK_f d\theta$; $d\theta$ — угол в плоскости xy около направления K_f , $\int d\theta = 2\pi$; $\epsilon = \mu\omega^2/2$. Вообще говоря, присутствие подложки и прижимающего поля требует для описания рассеяния $2D-n$ решать уравнения Фаддеева (УФ). Было получено, что в рассматриваемом случае для любого модельного потенциала взаимодействия нейтронов ($\uparrow\downarrow$), с точностью $|\alpha|\beta \sim 10^{-9}$ решение УФ приводит к результату (1). Для полного сечения рассеяния из (1) следует $\sigma = (9/4)\pi^2\hbar\alpha^2\beta^2 m^{-1/2}\epsilon^{-1/2}$. Важно отметить, что при энергиях УХН, когда становится существенным квантование в прижимающем поле, сечение упругого рассеяния σ будет зависеть от энергии $\propto \epsilon^{-1/2}$, в то время как в невесомости ($3D$ -нейтроны) $\sigma^{(3D)} = \text{const}$ при $\epsilon \rightarrow 0$. Для сопоставления относительной эффективности взаимодействия $2D-n$ и $3D-n$ сравним количества рассеянных $3D-n$ в единичном потоке УХН

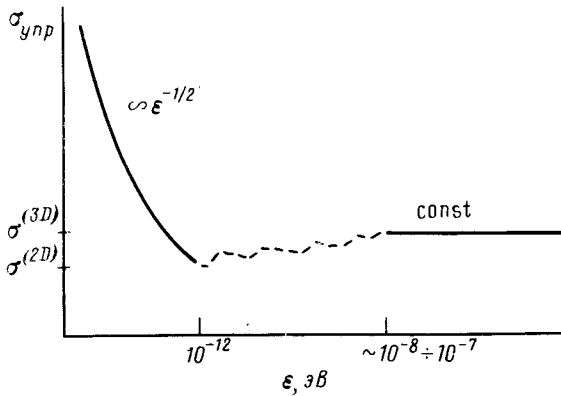


Рис. 2

через площадку размером $L \times L$ и $2D-n$ в единичном потоке через "поперечник" размером L (в плоскости xy), $L = \int z\varphi^2(z)dz = 3/2\beta \approx 9,7 \cdot 10^{-6}$ м. В этом смысле говорить о "трехмерном" сечении рассеяния $2D-n$: $\sigma^{(2D)} = \sigma L$, что при $\epsilon = 10^{-12}$ эВ составит $\sigma^{(3D)}/\sigma^{(2D)} \approx 1,5$. На рис. 2 показано поведение сечения упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр}}$ нейтронов при низких энергиях (в гравитационном поле). Пунктиром условно обозначена область энергий, где УХН могут переходить между различными ГУ. Детальный анализ этой области представляет самостоятельную задачу.

3. Нанося бороздки на подложку, в g -поле можно получить одномерные нейтроны ($1D-n$), свободно двигающиеся вдоль бороздки. Для клиновидного профиля с углом раствора $\sim 1^\circ$ нижний уровень энергии $\sim 10^{-10}$ эВ, а высота локализации ВФ $\sim 10^{-4}$ м. На примере $1D-n$ обсудим качественно возможность изменения хода ядерной реакции. Пусть $1D-n$ с энергией $\sim 10^{-10}$ эВ движется вдоль бороздки, на высоте $\sim 10^{-4}$ м (от дна) между стенками находится атом с энергией $\sim 10^{-8}$ эВ (свободные атомы возможно охладить до $\approx 3 \cdot 10^{-7}$ К²). Для ядерных реакций с медленными нейтронами характерно образование составного (c -) возбужденного ядра, получающегося после поглощения нейтрона. c -ядро распадается по различным каналам, одним из которых является вылет нейтрона. В нашем случае c -ядро может испустить нейтрон только вдоль бороздки, т.к. все другие направления запрещены (g -поле и поверхность материала выступают как "идеальный резонатор"). Вследствие этого, канал распада c -ядро \rightarrow ядро + n будет полностью или частично подавлен, что соответствует увеличению вероятности ядерной реакции (своеобразный гравитационный катализ).

Укажем также, что для $1D-n$, получаемых размерным квантованием в канале (внутри вещества) диаметром $\sim \lambda$ — граничная длина волны УХН, возможно образование связанного состояния n_2 с размером молекулы вдоль канала $\sim 1 \div 10$ м (расчет вариационным методом).

4. Помещая УХН в центрифугу, величину g можно значительно увеличить, что позволит описанные эффекты наблюдать для УХН энергии $\sim 10^{-10} \div 10^{-8}$ эВ (на эту возможность указал Казарновский М.В.). Такие энергии уже доступны эксперименту.

Выражаю глубокую благодарность проф. Казарновскому М.В. за полезные дискуссии и поддержку работы.

Литература

1. Лущиков В.И., Франк А.И. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 607.
2. Тошек П.Э. УФН, 1989, 158, 451.

Институт металлургии им. А.А.Байкова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 июня 1990 г.
