

О НЕСТАЦИОНАРНОЙ КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНЫХ ЯДЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

В.А. Царев, В.А. Чечин

Предложена модель ядерного синтеза, в которой увеличение проницаемости кулоновского барьера обусловлено квантово-механическими возмущениями при нарушении стационарности состояний дейтронов в кристаллической решетке.

Несмотря на огромное число экспериментов, проведенных за последние три года, вопрос о реальности низкотемпературного ("холодного") ядерного синтеза (НТС) все еще продолжает дебатироваться /1/. Наиболее достоверными в настоящее время представляются данные о спорадической, плохо воспроизводимой нейтронной эмиссии очень малой интенсивности при неравновесных процессах в дейтериды переходных металлов. До сих пор не получила удовлетворительного решения и задача теоретического описания механизма НТС. Большое число предложенных моделей оказались либо ошибочными, либо неспособными описать наблюдаемые особенности НТС. Довольно естественным и простым представляется "ускорительный" механизм (первоначально предложенный для объяснения "ядерного механосинтеза" /2/), в котором синтез возникает в результате ускорения ионов электрическими полями в трещинах в твердом теле. В применении к НТС /3/ модель объясняет многие наблюдаемые особенности нейтронной эмиссии /4/. Однако остается пока неясным, реализуются ли в металлоподобных гидридах переходных металлов условия, предположенные в /4/ для возникновения и удержания зарядов на свежесформированных берегах трещин. Попытка избежать этих трудностей была сделана в /5/, где предполагалось накопление ионов внутри трещин. Однако этой модели также присущи трудности, связанные с механизмом ускорения ионов электронным разрядом и влиянием конкурирующих процессов.

В настоящей работе предлагается механизм, имеющий весьма общую квантово-механическую природу и свободный от указанных выше трудностей. Причиной синтеза в нем является увеличение проницаемости барьера, обусловленное появлением "высокоимпульсных" компонент волновой функции дейтронов при нарушении стационарности их состояний в твердом теле. Последнее может быть вызвано различными причинами: нарушением сплошности или дилатациями в процессе сорбции/десорбции, фазовыми переходами и т.п. Возможность увеличения проницаемости барьера

в нестационарных условиях в квантовой механике хорошо известна (см., например, /6/) и была недавно вновь продемонстрирована /7/ с помощью численного решения одномерной задачи о туннелировании электронов в электростатическом устройстве с переменным потенциалом (рис. 1). Быстрое убирание правой стенки потенциала вызывает не только возникновение тока электронов, уходящих из области потенциальной ямы вправо. Возмущение начальной стационарной волновой функции приводит к появлению в ней высокоэнергичных компонент и увеличению вероятности прохождения также через левый барьер, ширина и высота которого остаются неизменными.

Применим данный подход к задаче о синтезе ядер дейтерия в твердом теле. Чтобы смоделировать интересующую нас ситуацию в ячейке кристаллической решетки, рассмотрим для определенности молекулу D_2 в основном s -состоянии, которая в момент $t = 0$ испытывает мгновенную ионизацию, так что начальный потенциал $U_0(r)$ заменяется на $U(r)$, не имеющий связанных состояний.

В начальном стационарном состоянии $\psi_0(r,t) = (\chi_0(r)/r\sqrt{4\pi}) \exp(-iE_0 t)$; $\chi_0(0) = 0$, $\int_0^\infty |\chi_0|^2 dr = 1$ и скорость синтеза Λ_0 определяется известным соотношением

$$\Lambda_0 \equiv N_0/T = \int_V |\psi_0(r,t)|^2 d^3r A/V \simeq |\psi_0(0,t)|^2 A.$$

Здесь $A \equiv A_{DD} \simeq 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3/\text{с}$ — ядерная константа, $V \simeq (4\pi/3)R^3 \simeq 10^{-36} \text{ см}^3$ — объем области ядерного притяжения и T — время наблюдения.

Наша задача состоит в вычислении полного числа N ядерных слияний в нестационарном случае:

$$N = \int_0^\infty \int_V |\psi(r,t)|^2 d^3r dt A/V = \int_0^\infty dt \int_0^R |\chi(r,t)|^2 dr A/V. \quad (1)$$

Для $\psi(r,t)$ предполагается центральная симметрия: $\psi(r,t) = \chi(r,t)/\sqrt{4\pi r}$, $\int_0^\infty |\chi(r,t)|^2 dr = 1$. Функция $\chi(r,t)$ удовлетворяет уравнению Шредингера с потенциалом $U(r)$ и начальному условию $\chi(r,0) = \chi_0(r)$.

Разложим $\chi(r,t)$ по полной системе собственных функций $\{\psi_k(r)\}$ гамильтониана $\hat{H} = -\partial^2/\partial r^2 + 2mU(r)$:

$$\hat{H}\psi_k(r) = k^2\psi_k(r),$$

$$\psi_k(0) = 0; \int_0^\infty \psi_k(r)\psi_k(r')dk = \delta(r-r'); \int_0^\infty \psi_k(r)\psi_k'(r)dk = \delta(k-k').$$

Функции $\psi_k(r)$ и $\chi_0(r)$ можно выбрать вещественными. Тогда

$$\chi(r,t) = \int_0^\infty \int_0^\infty \chi_0(r')\psi_k(r')dr' dk \psi_k(r) \exp(-ik^2t/2m). \quad (2)$$

Подставив (2) в (1) и проинтегрировав по t и r' , можно привести (1) к виду

$$N = \frac{2mA}{4\pi} \int_0^\infty \tilde{\chi}_0^2(k) k dk / |F(k)|^2; \tilde{\chi}_0(k) = \int_0^\infty \chi_0(r)\psi_k(r)dr, \quad (3)$$

где $F(k) = f_k(0)$ — функция Иоста и $f_k(r)$ — решение Иоста, имеющее при $r \rightarrow \infty$ асимптотику $\sim \exp(ikr)$.

Выражение (3) позволяет легко понять причину возможного увеличения вероятности синтеза. Основной причиной, препятствующей синтезу, является малая вероятность найти два дейтона в классически недоступной области $r \sim r_1 \approx R$:

$$|\psi_0(r_1,t)|^2 \sim \Gamma = \exp \left[-2 \int_{r_1}^{r_{\max}(E_0)} \sqrt{2mU(r) - k_0^2} dr \right],$$

где $k_0^2 = 2mE_0$. Этому обстоятельству в (3) отвечает экспоненциально большое значение функции Иоста при $k \sim k_0$. Однако, в "фурье-разложении" начального состояния $\tilde{\chi}_0(k)$ присутствуют и большие значения волнового числа $k > \sqrt{2m\langle U \rangle}$, для которых $|F(k)| \sim 1$. Соответственно, величина интеграла в (3) будет определяться высокоэнергетическим "хвостом" амплитуд $\tilde{\chi}_0(k)$.

Чтобы сделать это утверждение более наглядным, рассмотрим простейшую модель с "прямоугольным" (по r) потенциалом вида, изображенного на рис. 1, и предположим, что при $t = 0$ правая часть барьера мгновенно "выключается". (Более реалистический случай кулоновского

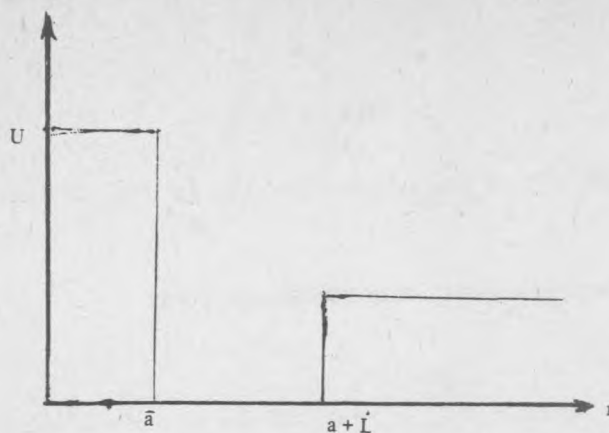


Рис. 1. Вид потенциала U_0 , используемого для оценки числа ядерных слияний вблизи точки $r = 0$. В момент времени $t = 0$ правая часть потенциала мгновенно выключается.

потенциала и конечного времени "выключения" будет рассмотрен в последующей публикации.) Тогда нетрудно найти ($k^2 > 2mU$):

$$\chi_0(r) \approx \sqrt{2/L} \sin [\pi(r-a)/L], \quad a \leq r \leq a + L,$$

$$\chi_0(r) \approx 0, \quad r < a, \quad r > a + L;$$

$$\psi_k(r) = \sqrt{2/\pi} \sin(ka + \delta(k)) \sin \kappa r / \sin \kappa a, \quad 0 \leq r \leq a;$$

$$\psi_k(r) = \sqrt{2/\pi} \sin(kr + \delta(k)); \quad a < r;$$

$$|F(k)|^2 = 1 + (2mU/\kappa^2) \sin^2 \kappa a,$$

где $\kappa = \sqrt{k^2 - 2mU}$; $ka + \delta(k) = \text{arccctg}(\frac{\kappa}{k} \text{ctg} \kappa a)$. При $k^2 < 2mU$ следует заменить $\kappa \rightarrow i\sqrt{2mU - k^2}$, функция Иоста становится экспоненциально большой

$$|F(k)|^2 \approx \text{ch}^2(a\sqrt{2mU}) \approx \frac{1}{4} \exp(2a\sqrt{2mU}) = (4\Gamma)^{-1},$$

и с точностью до членов $0(1/L\sqrt{2mU})$ и $0(1/a\sqrt{2mU})$

$$\tilde{\chi}_0(k) \approx 4\sqrt{\pi L} (\pi^2 - k^2 L^2)^{-1} \sin[k(L/2 + a) + \delta(k)] \cos(kL/2). \quad (4)$$

Подстановка (4) в (3) приводит к довольно сложному интегралу, который не удастся вычислить аналитически. Впрочем, учитывая модельность рассматриваемой задачи, точное вычисление имело бы лишь академический интерес и вполне достаточно ограничиться оценкой интеграла. Функция

Иоста становится порядка единицы при $k^2 \geq 2mU$. В этой области $|\chi_0| \approx 2\sqrt{\pi}k^2L^{-3/2}$ и, следовательно,

$$N \geq \frac{2mA}{L^3} \int_{k_{\min}}^{\infty} \frac{dk}{k^3} \sim \frac{A\hbar}{L^3U}, \text{ где } k_{\min} \sim \sqrt{2mU}. \quad (5)$$

Важно подчеркнуть, что (5) уже не содержит малого фактора Гамова Г. Поскольку прямоугольный потенциал на рис. 1 моделирует кулоновский потенциал реальной задачи, для числовой оценки учтем, что $\Gamma_{DD} \sim 10^{-44} \sim \exp(-2a\sqrt{2mU_{\text{eff}}})$. Полагая $a \sim L \sim 10^{-8}$ см, $m = 10^9$ эВ, найдем для эффективного потенциала $U_{\text{eff}} \approx 10$ эВ. Подставляя эти величины в (5), получим

$$N \approx 10^{-8} \quad (6)$$

Если учесть теперь, что полное число микротрещин, возникающих при дейтерировании, например, Pd, составляет $\sim 10^9 - 10^{12}$ см⁻³ /4/, то предполагая, что в каждой из них хотя бы для одной пары DD имеет место (6), получим оценку для полного числа реакций в 1 см³ $10^1 - 10^4$, согласующуюся с наблюдениями нейтронной эмиссии /1, 4/. Заметим, что если вместо приближенной формы использовать более аккуратное выражение, содержащее "затухающие хвосты" $\chi_0(r)$ при $r < a$ и $r > a+L$, то

$$N \sim Am \int \frac{dk}{kL} \sim \frac{Am\hbar}{L}$$

и, соответственно, получим более высокую оценку $N \approx 10^{-5}$.

Авторы благодарны проф. К. Санчесу, обратившему их внимание на работу /7/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Царев В.А. УФН, **161**, 152 (1991).
2. К л ю е в В.А. и др. Письма ЖТФ, **12**, 1333 (1986).
3. Г о л у б н и ч и й П.И. и др. ДАН СССР, **307**, 99 (1989).
4. Ц а р е в В.А. УФН, **160**, 1 (1990). C h e c h i n V.A. et al. AIP Conf. Proc., N 228, 1990.
5. З е л е н с к и й В.Ф. ВАНТ, серия Физика радиационных повреждений и радиационное металловедение, **2**, 1 (1991).
6. Б а з ь А.И., З е л ь д о в и ч Я.Б., П е р е л о м о в А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., Наука, 1971.
7. C a s e r o R., S e r e n a P.A., G a r c i a N. Preprint Univ. Autonoma de Madrid, octubre 1991.

Поступила в редакцию 20 июля 1992 г.