

Формирование когерентных коррелированных состояний как универсальный механизм реализации ядерных реакций при низкой энергии

В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий

Аннотация—В работе рассмотрены особенности реализации ядерных реакций при низкой энергии и показано, что большинство известных успешных экспериментов можно объяснить и обосновать на основе общей идеи – процесса автомодельного формирования когерентных коррелированных состояний хотя бы одной из каждой пары взаимодействующих частиц. Такие состояния могут автоматически формироваться при разных типах внешнего периодического или импульсного воздействия на параметры потенциального поля (потенциальной ямы), в котором находится частица. Отличительной особенностью таких состояний является конструктивная синхронизация (конструктивная интерференция) разных собственных функций из состава суперпозиционного состояния частицы в данном поле. Результатом такой синхронизации является генерация очень больших флуктуаций импульса и кинетической энергии, величина которых на много порядков превышает средние значения. Амплитуда этих флуктуаций оказывается достаточной для прохождения сквозь кулоновский потенциальный барьер межъядерного взаимодействия с последующей реализацией ядерных энерговыгодных реакций.

I. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции являются основным методом фундаментального изменения материи. Исторически сложилась такая ситуация, когда наиболее исследованными явились реакции с участием заряженных частиц, протекающие при большой энергии. Это обусловлено тем, что вся история ядерной физики, кроме сравнительно короткого периода ее становления, была связана с военным или промышленным применением, для реализации которого необходима большая вероятность таких реакций во всем объеме области взаимодействия, что естественно приводит к использованию частиц высокой энергии и активных сред, нагретых до высокой температуры.

Анализ возможности и поиск путей реализации таких реакций при низкой энергии (LENR) априори считались своеобразной научной ересью, не заслуживающей внимания и финансирования. Ситуация очень

существенно изменилась после сенсационных экспериментов Флейшмана и Понса, которые, несмотря на резкую критику и неприятие их результатов, выступили катализатором таких исследований, проводящихся в настоящее время во многих странах.

После почти 30 лет активных исследований в этой области сложилась интересная ситуация. С одной стороны, многочисленные успешные LENR эксперименты уверенно вышли из стадии лабораторных исследований и заявили о себе на индустриальном уровне (в первую очередь это относится к экспериментам А.Росси). С другой стороны, до настоящего времени отсутствует достоверная общепризнанная теоретической модель (или модели), адекватно объясняющая нетривиальные результаты, которые никак не согласуются с традиционными представлениями ядерной физики.

Среди известных LENR проблем наиболее удивительными являются две фундаментальные проблемы, которые сложно решить, оставаясь на позициях традиционной ядерной физики, разработанной для области высоких энергий:

- причина и механизм аномально большой вероятности преодоления кулоновского потенциального барьера при взаимодействии заряженных частиц с низкой энергией;
- отсутствие радиоактивных дочерних изотопов, образуемых в результате таких реакций и очень существенное подавление гамма-излучения, сопутствующего таким реакциям.

Ранее с такими парадоксами ядерная физика не встречалась.

В настоящее время существует несколько десятков достаточно проработанных теоретических моделей, которые на совершенно разных принципах (включая такие экзотические, как учет анизотропии взаимодействия кварков, существование неизвестных элементарных частиц или наличие гипотетических сверхглубоких “дираковских” состояний электрона в атоме водорода) пытаются решить этот парадокс.

В этих моделях рассмотрение ограничено попытками решения первой проблемы, а вторая остается за рамками анализа, хотя ее понимание неотделимо от

первой. Нетривиальность этих необъясненных парадоксов не может быть проигнорирована, поскольку отсутствие адекватного их объяснения эквивалентно отсутствию понимания этих процессов, а значит и невозможность их оптимизации и безопасного широкомасштабного использования! Более того, абсолютное большинство разрабатываемых моделей являются “узкоспециализированными” и нацелены на объяснение только одного класса реакций, а зачастую и вообще только одной конкретной реакции (синтез на основе легких изотопов водорода или трансмутация средних по массе ядер). В большинстве этих моделей анализ ограничен совершенно конкретной средой или конкретным физическим явлением (электролиз, процессы внутри кристалла, тлеющий разряд, динамические эффекты при электровзрывах, искровой разряд в газе и т.д). Такой подход, по нашему мнению, является контрпродуктивным, поскольку явно предполагает, что существует очень много разных и взаимно независимых механизмов реализации LENR.

Ситуация немного напоминает события в период формирования квантовой механики, когда после отсутствия какой либо последовательной теории появились две новые теории (волновая теория Шредингера и матричная теория Гейзенберга), каждая из которых позволяла объяснить разные квантовые эффекты и только потом выяснилось, что это разные аспекты единой квантовой механики, но рассматриваемой в разных представлениях.

В работах [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13] был рассмотрен общий и, по нашему мнению, универсальный механизм оптимизации LENR, который связан с формированием когерентных коррелированных состояний (ККС) взаимодействующих частиц. Этот механизм обеспечивает большую вероятность LENR и может применяться с высокой эффективностью к очень разным экспериментам. Проведенный нами анализ позволяет утверждать, что метод ККС позволяет объяснить все перечисленные парадоксы и все проведенные успешные эксперименты на основе стандартной квантовой механики и современной ядерной физики без привлечения каких-либо фантастических эвристических моделей.

II. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ККС И ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МЕТОДА ККС В ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В атомной и ядерной физике для эвристических оценок часто используются хорошо известные соотношения неопределенности Гейзенберга для координаты и импульса, а также энергии и времени (1927)

$$\delta q \delta p \geq \hbar/2, \delta E \delta t \geq \hbar/2 \quad (1)$$

и их обобщение, сделанное в 1929 г. Робертсоном для произвольных динамических переменных А и В

$$\begin{aligned} \delta A \delta B &\geq | \langle [\widehat{AB}] \rangle | / 2, \\ \delta K &= \sqrt{\sigma_K}, \sigma_K = (\widehat{K} - \langle K \rangle)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

Эти соотношения позволяют провести оценку реальности (или нереальности) таких фундаментальных задач, как туннельный эффект или, например, локализация электронов в ядре. Соотношение (1) часто используется для оценки прозрачности потенциального кулоновского барьера ядра $V(q)$ шириной $L(E)$ на основе формулы Гамова

$$\begin{aligned} D &= \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M\{V(q) - E\}} dq \right\} \equiv \\ &\equiv \exp \left\{ -2L(E) \langle \sqrt{2M\{V(q) - E\}} \rangle / \hbar \right\} \approx e^{-L(E)/\delta q} \end{aligned} \quad (3)$$

при отождествлении величины δp со среднеквадратичным эффективным радиальным импульсом частицы с энергией E

$$\delta p = \sqrt{2M} \langle \sqrt{V(q) - E} \rangle$$

в подбарьерной области, определяемой условиями $V(q) \geq E, R \leq q \leq R + L(E)$, а величины δq с соответствующим выражением $\delta q \geq \hbar/2\delta p$, следующим из (1).

В частности, при условии $L(E) \leq \delta q$, которому соответствует большая энергия частицы, коэффициент прозрачности кулоновского барьера, окружающего ядро, близок к 1. В противоположном случае $L(E) \gg \delta q$ прозрачность барьера D будет крайне мала.

В 1930 г Шредингер и Робертсон независимо обобщили соотношение (2) и получили более универсальное неравенство, называемое соотношением неопределенности Шредингера-Робертсона [14], [15]

$$\begin{aligned} \sigma_A \sigma_B &\geq | \langle [\widehat{AB}] \rangle |^2 / 4(1 - r^2), \\ r &= \sigma_{AB} / \sqrt{\sigma_A \sigma_B}, \\ \sigma_{AB} &= (\langle \widehat{AB} + \widehat{BA} \rangle) / 2 - \langle A \rangle \langle B \rangle, \quad 0 \leq |r| \leq 1, \end{aligned} \quad (4)$$

в котором величина r является коэффициент корреляции между переменными величинами А и В. Этот коэффициент определяет взаимную статистическую связь динамических переменных А и В и ограничивает произведение дисперсий σ_K этих величин.

В случае некоррелированного состояния с $r = 0$ соотношение Шредингера-Робертсона (4) сводится к соотношению неопределенностей Гейзенберга-Робертсона (2).

В частном случае $A = q, B = p, \langle q \rangle = 0, \langle p \rangle = 0, \delta q = \sqrt{\sigma_q}, \delta p = \sqrt{\sigma_p}$ соотношения (4) принимают вид модифицированного соотношению неопределенностей Гейзенберга с коэффициентом корреляции r_{pq}

$$\begin{aligned} \delta q \delta p &\geq \hbar/2 \sqrt{1 - r_{pq}^2} \equiv \hbar^*/2, \\ \hbar^* &= G_{pq} \hbar, G_{pq} = 1 / \sqrt{1 - r_{pq}^2} \end{aligned} \quad (5)$$

Соответственно, при $A = E$, $B = t$ имеем другое модифицированное соотношение неопределенностей

$$\delta E \delta t \geq \hbar/2 \sqrt{1 - r_{Et}^2} \equiv \hbar^*/2, \quad (6)$$

$$\hbar^* = G_{Et} \hbar, \quad G_{Et} = 1/\sqrt{1 - r_{Et}^2},$$

зависящее от коэффициента корреляции r_{Et} .

Принципиальное отличие соотношений неопределенностей Гейзенберга-Робертсона и Шредингера-Робертсона очень наглядно характеризуется коэффициентом эффективности корреляции $G = 1/\sqrt{1 - r^2}$ [9], [10], [11], [12]. Он возрастает от величины $G = 1$ при $r = 0$, что соответствует отсутствию корреляции, до $G \rightarrow \infty$ при полной корреляции, т.е. при $|r| \rightarrow 1$.

Важность этого параметра следует из следующего простого примера, демонстрирующего эффективность ККС для оптимизации ядерных реакций при низкой энергии.

В случае $A = q$, $B = p$, $\langle q \rangle = 0$, $\langle p \rangle = 0$, $\delta q = \sqrt{\sigma_q}$, $\delta p = \sqrt{\sigma_p}$ из формулы (5) следует следующая простая оценка для нижнего предела (минимальной величины) флуктуации кинетической энергии частицы массой M , локализованной в пределах пространственного интервала δq

$$\delta T^{(\min)} = (\delta p)^2/2M = G^2 \hbar^2/8M(\delta q)^2 \quad (7)$$

В частности, при локализации протона с массой M_p в типичной для конденсированных сред межатомной области размером $a \approx 1.5A$ (при этом $\delta q \leq 0.75A$), флуктуация кинетической энергии частицы, находящейся в ККС с вполне достижимым коэффициентом корреляции $1 - |r| \approx 10^{-7}$, чему соответствует коэффициент эффективности корреляции $G = 2240$, характеризуется величиной $\delta T_{|r|=1-10^{-7}}^{(\min)} \approx 5 \text{ keV}$. Для сравнения укажем, что в отсутствии ККС (т.е. при $r = 0$) соответствующая флуктуация кинетической энергии $\delta T_{r=0}^{(\min)} \approx 0.001 \text{ eV}$ будет несравнимо меньше.

Следует подчеркнуть, что обычно [3], [7], [8] реальная величина $\delta T_{|r| \neq 0}$ значительно превышает ее нижний предел $\delta T_{|r| \neq 0}^{\min}$.

Неограниченное возрастание произведения дисперсий координаты и импульса при $|r| \rightarrow 1$ приводит к столь же неограниченному возрастанию прозрачности барьера и, следовательно, к аналогичному возрастанию вероятности ядерных реакций при низкой энергии взаимодействующих частиц вплоть до полной прозрачности барьера при любой малой энергии. При этом, как положительный фактор следует учесть, что "внутреннее" (без учета туннельного эффекта) сечение любой беспороговой нерезонансной реакции резко возрастает с уменьшением скорости и энергии относительного движения ($\sigma \sim 1/v \sim 1/\sqrt{E}$), что является дополнительным стимулом использования LENR.

Учет двух последних обстоятельств опровергает универсальность многократно цитируемого утверждения о неэффективности ядерных реакций при низкой энергии с участием заряженных частиц. Оче-

видно, что это утверждение справедливо только для некоррелированных состояний!

Еще один метод приближенной оценки эффективности влияния ККС на туннельный эффект и последующие ядерные преобразования основывается на учете формальной замены $\hbar \rightarrow \hbar^* \equiv \hbar/\sqrt{1 - r^2} \equiv G\hbar$ (5) в выражении (3) для вероятности D тунелирования сквозь высокий потенциальный барьер. В работах [3], [7], [8] была рассмотрена стандартная квантовомеханическая задача о тунелировании частицы, находящейся в параболической потенциальной яме, и было показано, что прямое использование такой замены в формуле для вероятности туннельного эффекта в подбарьерной области $L(E)$ в поле ядра радиусом R

$$D_{r \neq 0} \approx \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{1-r^2}}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M\{V(q) - E\}} dq \right\} = (D_{r=0})^{\sqrt{1-r^2}} \equiv \sqrt[D_{r=0}]{} \approx e^{-\sqrt{1-r^2}L(E)/\delta q} \quad (8)$$

хорошо согласуется с результатами независимого строгого квантовомеханического расчета величины $D_{r \neq 0}$ при условии $D_{r=0} \ll 1$.

Физический механизм, обеспечивающий перечисленные эффекты, связан с формированием очень больших флуктуаций импульса и энергии частицы, находящейся в потенциальной яме в специально организованном суперпозиционном состоянии. Такое формирование связано с взаимным усилением (конструктивной интерференции) парциальных мгновенных флуктуаций кинетической энергии и импульса, соответствующих разным собственным функциям такого состояния. Итогом интерференции является формирование непрерывно повторяющихся гигантских флуктуаций импульса и кинетической энергии, достаточных для прохождения сквозь высокий и широкий потенциальный барьер. Интересно отметить, что формирование ККС не связано с увеличением средней энергии частицы в данной системе, а обусловлено синхронизацией большого числа флуктуаций, соответствующих разным собственным состояниям.

Интересно также отметить, что этот эффект имеет определенную аналогию с методом генерации гигантских импульсов в многомодовом лазере с большой шириной спектра люминесценции. Взаимная синхронизация мод электромагнитного поля приводит в определенные моменты времени к их полной синхронизации, что, естественно, ведет к формированию очень интенсивных и очень коротких лазерных импульсов.

Достаточно удивительным является тот факт, что метод когерентных коррелированных состояний, обеспокоенный еще в 1930 году, оказался незаслуженно забытым, не включен ни в один из классических учебников по квантовой механике (!) и до начала 21 века никак не использовался для решения прикладных задач.

Главная задача при реализации ККС связана с выбором оптимального метода формирования таких состояний для реальных физических систем. Эта задача, несмотря на анализ многих фундаментальных вопросов

теории коррелированных состояний (например, [1], [2]) также до последнего времени оказалась нерешенной.

III. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАЛЬНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Базовой и наиболее адекватной моделью для анализа ККС является нестационарный гармонический осциллятор.

В работах [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13] было показано, что самый простой метод возбуждения ККС частицы связан с нестационарной деформацией гармонического потенциала $V(q, t) = M\omega^2(t)q^2/2$, в поле которого находится эта частица. Система нормированных собственных функций $\Psi_\alpha(q, t)$, описывающих поведение частицы в нестационарном гармоническом осцилляторе с переменной частотой $\omega(t)$, находится из решения нестационарного уравнения Шредингера и имеет вид [1], [2], [4], [5]

$$\Psi(q, t) = \int b(\alpha)\Psi_\alpha(q, t)d\alpha,$$

$$\Psi_\alpha(q, t) \equiv \Psi_\alpha(\xi, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\varepsilon^2}} \exp\{[i[\xi^2/\omega_0](d\varepsilon/dt) + \alpha\xi\sqrt{8} - \alpha^2\varepsilon^* - \varepsilon|\alpha|^2]/2\varepsilon\} \quad (9)$$

В этом и последующих выражениях и соотношениях $\xi = q/q_0$ - координата, нормированная на величину $q_0 = \sqrt{\hbar/M\omega_0}$; $\omega(t)$ - безразмерная частота, нормированная на характерную частоту осциллятора ω_0 ; α - произвольное постоянное комплексное число; t - безразмерное (нормированное на ω_0^{-1}) время; M - приведенная масса частицы; $\varepsilon(t)$ - безразмерная (нормированное на q_0) комплексная координата частицы, являющаяся решением классического уравнения движения осциллятора с переменной частотой $\omega(t)$

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \omega^2(t)\varepsilon = 0, \quad (10)$$

удовлетворяющие начальным условиям

$$\varepsilon(0) = 1, \quad \left. \frac{d\varepsilon}{dt} \right|_0 = i \quad (11)$$

и требованию

$$\varepsilon^*d\varepsilon/dt - \varepsilon d\varepsilon^*/dt = 2i \quad (12)$$

Прямое вычисление коэффициента корреляции с использованием волновой функции (9) приводит к решению

$$r = Re \left\{ \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right\} / \left| \varepsilon \frac{d\varepsilon}{dt} \right|, \quad r^2 = 1 - \omega_0^2 / \left| \varepsilon \frac{d\varepsilon}{dt} \right| \quad (13)$$

Использование той же функции (9) приводит к следующему выражению для коэффициента сжатия коррелированного состояния

$$k \equiv \frac{\sigma_q}{\sigma_p} = \omega_0 / \left| \varepsilon \frac{d\varepsilon}{dt} \right| \quad (14)$$

определяющего изменение отношения дисперсий координаты и импульса частицы.

Из (10) и (14) могут быть найдены выражения для этих дисперсий

$$\sigma_q \geq \sqrt{k\hbar/2(1-r^2)}, \quad \sigma_p \geq \sqrt{\hbar/2k(1-r^2)} \quad (15)$$

При возрастании корреляции $|r| \rightarrow 1$ коэффициент сжатия (14) стремится к постоянной величине ($k \rightarrow 1$), вследствие чего максимально коррелированные состояния характеризуются очень большими и взаимно независимыми дисперсиями

$$\sigma_q \geq \frac{\hbar}{2\sqrt{1-r^2}}, \quad \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2\sqrt{1-r^2}}, \quad r^2 \rightarrow 1 \quad (16)$$

При переходе к декартовым размерным координатам уравнения (16) соответствуют выражениям

$$\sigma_x \geq \frac{\hbar}{2M\omega_0\sqrt{1-r^2}} = \frac{\sigma_{x0}}{\sqrt{1-r^2}}, \quad \sigma_{p_x} \geq \frac{\hbar M\omega_0}{2\sqrt{1-r^2}} = \frac{\sigma_{p_x0}}{\sqrt{1-r^2}}, \quad r^2 \rightarrow 1 \quad (17)$$

Разделение и взаимная независимость дисперсий для предельно коррелированных состояний связаны с тем, что при $|r| \rightarrow 1$ взаимное фазирование (синхронизация) флуктуаций каждой из величин q и p приводит к очень большим дисперсиям каждой из этих величин, которые намного превышают результаты их взаимного влияния, соответствующего соотношению неопределенностей.

Из формул (12)-(17) следует, что волновая функция коррелированного состояния (9) может быть записана в виде

$$\Psi_\alpha(q, t) = \frac{1}{\sqrt[4]{2\pi\sigma_q}} \exp \left[-\frac{q^2}{4\sigma_q} \left(1 - \frac{ir(t)}{\sqrt{1-r(t)^2}} \right) + \frac{\beta q}{\sqrt{\sigma_q}} - \frac{1}{2}(\beta^2 + |\beta|^2) \right], \quad (18)$$

$$\langle q \rangle = 2\sigma_q Re\beta, \quad \langle p \rangle = \frac{\hbar}{\sigma_q} \left\{ Im\beta + \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} Re\beta \right\}$$

Здесь β - параметр, определяющий симметрию системы и направление дрейфа когерентного коррелированного состояния. В симметричной нестационарной параболической потенциальной яме, для которой $\beta = 0, \langle p \rangle = 0, \langle q \rangle = 0$, волновая функция коррелированного состояния частицы имеет вид

$$\Psi_0(q, t) = \frac{1}{\sqrt[4]{2\pi\sigma_q}} \exp \left[-\frac{q^2}{4\sigma_q} \left(1 - \frac{ir(t)}{\sqrt{1-r(t)^2}} \right) \right] \quad (19)$$

Типичная структура волновой функции частицы в когерентном коррелированном состоянии и ее зависимость от времени [3] представлена на рис. 1.

Из этих данных видно, что даже при сравнительно небольшой величине коэффициента корреляции $r = 0.9 - 0.98$ очень резко возрастает вероятность локализации частицы в области под потенциальным барьером как в момент максимальной интерференции, так и для усредненной по времени плотности вероятности.

Исследование конкретных механизмов формирования ККС при различных режимах деформации реальной или модельной потенциальной ямы, а также анализ

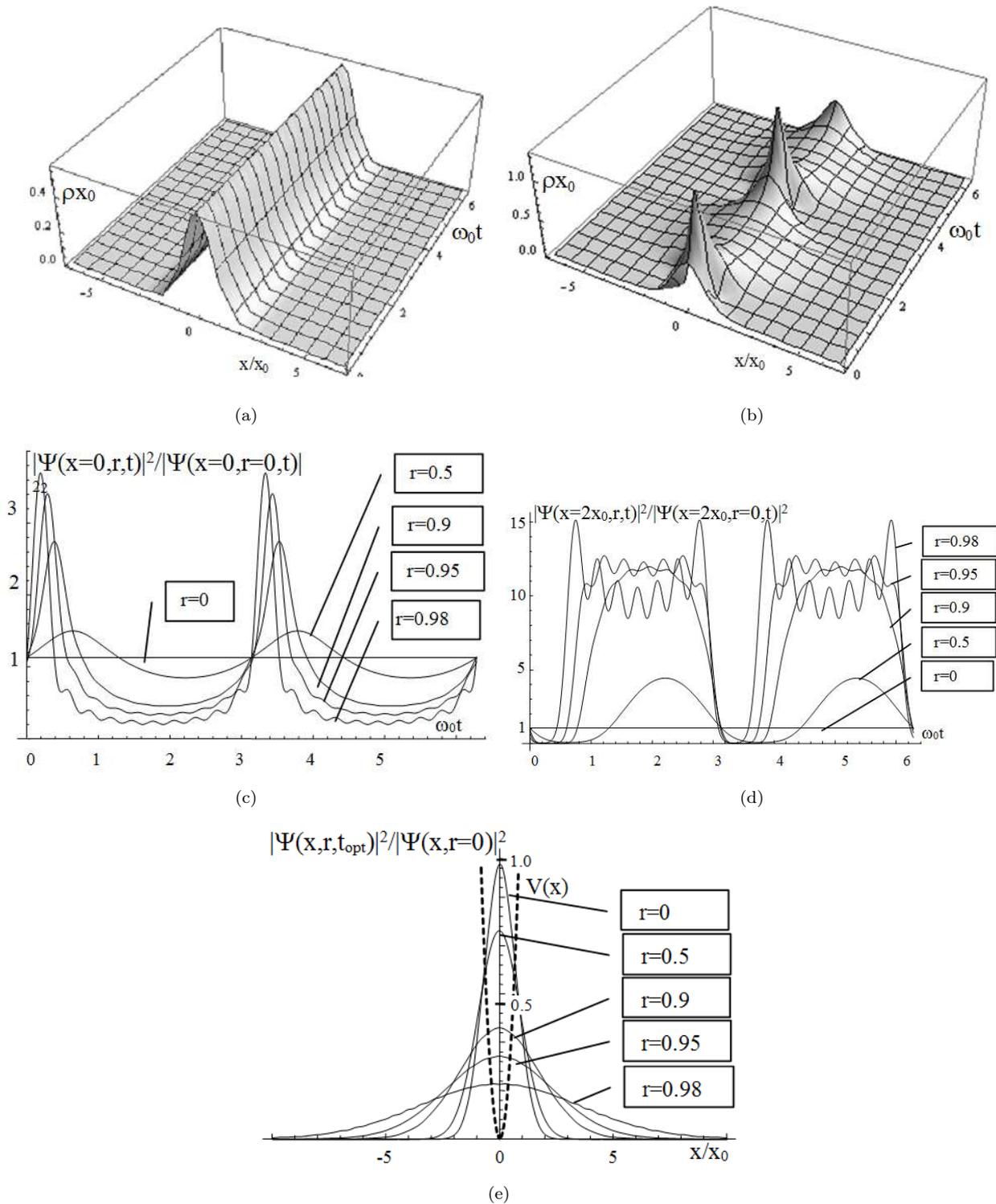


Рис. 1. Изменение с течением времени плотности вероятности локализации частицы $|\Psi(x, r, t \geq 0)|^2 \equiv \rho$, находящейся в параболической потенциальной яме в некоррелированном ((a), $r = 0$) и коррелированном ((b), $r = 0.9$) состояниях. Структура функции плотности вероятности: в центре параболической потенциальной ямы при $x=0$ (c); в области под барьером (при $x=2x_0$) для разных значений r (d); в моменты времени, соответствующей максимальной фазовой синхронизации разных собственных функций и максимального значения коэффициента корреляции для разных координат частицы по отношению к потенциальной яме (штриховая функция) (e).

специфики проявления этого состояния в разных системах проведены в работах [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13].

А. Формирование ККС при периодической модуляции параметров гармонического осциллятора

В работах [4], [5], [6], [7], [8], [10] были рассмотрены особенности формирования ККС частицы

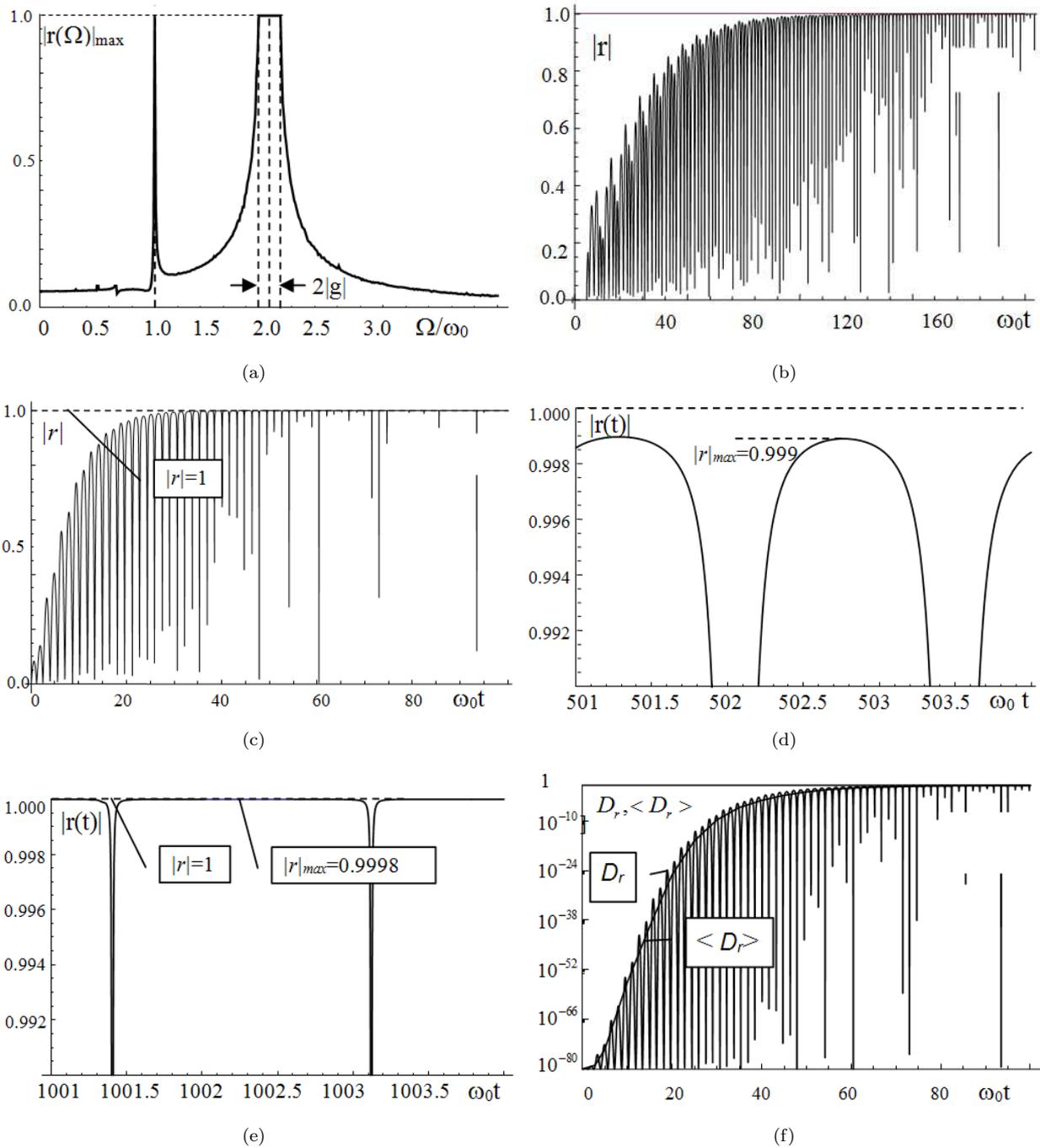


Рис. 2. а) – резонансная структура зависимости максимума коэффициента корреляции от частоты Ω при периодической модуляции $\omega(t) = \omega_0(1 + g \cos \Omega t)$ параметров потенциальной ямы; б)-f) - зависимость коэффициента корреляции от времени при модуляции на основной частоте $\Omega = \omega_0$ при $g = 0.2$ (b) и на частоте параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_0$ при $g = 0.1$ в интервале времени $\omega_0 t \leq 100$ (c), $\omega_0 t \approx 500$ (d) и $\omega_0 t \equiv 1000$ (e); f) – пример зависимости текущей и усредненной по периоду осцилляций вероятности тунелирования (8) с $D_{r=0} = 10^{-80}$ при $\Omega = 2\omega_0$ и $g = 0.1$.

при малом по амплитуде периодическом воздействии на параметры (в частности, частоту) гармонического осциллятора

$$\omega(t) = \omega_0(1 + g \cos \Omega t), |g| \ll 1.$$

Из решения уравнений (10)-(14) следует, что процесс формирования ККС при такой модуляции параметров потенциальной ямы характеризуется наличием пря-

мого (при $\Omega \approx \omega_0$) и параметрического ($\Omega \approx 2\omega_0$) резонансов (см., рис. 2а), вне пределов которых эффективность этого процесса очень резко падает, хотя и остается отличной от нуля [10]. В пределах этих резонансов максимум коэффициента корреляции при возрастании длительности модуляции быстро стремится к предельному значению $|r| = 1$ (см. рис. 2б - 2е). Важно отметить, что частотная полуширина прямого

резонанса очень мала ($|\delta\Omega| \ll g\omega_0$), а параметрический резонанс характеризуется резонансной кривой, имеющей плоскую вершину шириной $|\delta\Omega| = 2g\omega_0$.

Из этих расчетов следует, что при возрастании длительности модуляции имеет место быстрое возрастание амплитудных значений коэффициента корреляции $r(t)_{max}$, причем наибольший темп увеличения $r(t)_{max}$ соответствует частоте параметрического резонанса. Этот коэффициент резко возрастает с ростом индекса частотной модуляции g , достигая величины $|r|_{max}=0.999$ (чему соответствует $G_{max}\approx 22$) при $\omega_0 t \approx 500$ и $|r|_{max}=0.9997$ ($G_{max}\approx 41$) при $\omega_0 t \approx 1000$.

Очевидно, что зависимость вероятности туннельного эффекта от частоты модуляции характеризуется аналогичной структурой с двумя максимумами разной амплитуды и площади.

Этот результат полностью объясняет результаты нетривиальных экспериментов [16] по стимулированию LENR при синхронизованном воздействии двух лазерных пучков, генерируемых маломощными лазерными диодами ($P\approx 20$ мВт) с близкими частотами и совпадающими поляризациями, на поверхность Pd катода, находящегося в тяжелой воде в электролитической ячейке (Рис. 3). В такой системе при наложении постоянного магнитного поля на область совместного облучения двумя лазерными пучками имеет место генерация разностной частоты, воздействующей на электроны проводимости металлического катода, что приводит к возбуждению плазменных колебаний и периодической модуляции объемной плотности электронов в зоне проводимости и, в итоге, к аналогичной модуляции параметров потенциальной ямы для локализованных ионов дейтерия в решетке палладия. Этот эффект возможен вследствие того, что система электронов проводимости при совместном действии постоянного магнитного и переменного электрического полей характеризуется нелинейной поляризацией и способна формировать комбинационные (разностные и суммарные) частоты плазменных колебаний.

Подбирая соответствующие пары таких диодов, авторы исследовали зависимость энерговыделения в данной системе от этой разностной частоты в интервале 5...25 ТГц. На рис. 3 представлены результаты этого эксперимента. Простая обработка данных показывает наличие 4 резонансных пиков энерговыделения. Эти пики имеют разную частоту $\Omega_1 \approx 7.8...8.2$, $\Omega_2 \approx 10.2...10.8$, $\Omega_3 \approx 15.2...15.6$ и $\Omega_4 \approx 20.2...20.8$ ТГц и, на первый взгляд, необъяснимую закономерность чередования амплитуд (рис. 3).

У авторов данной экспериментальной работы не было достаточно обоснованной интерпретации этих результатов. Легко убедиться, что эти результаты очень хорошо согласуются с данными представленных выше расчетов, если предположить, что энерговыделение связано со стимулированием ядерных реакций при низкой энергии

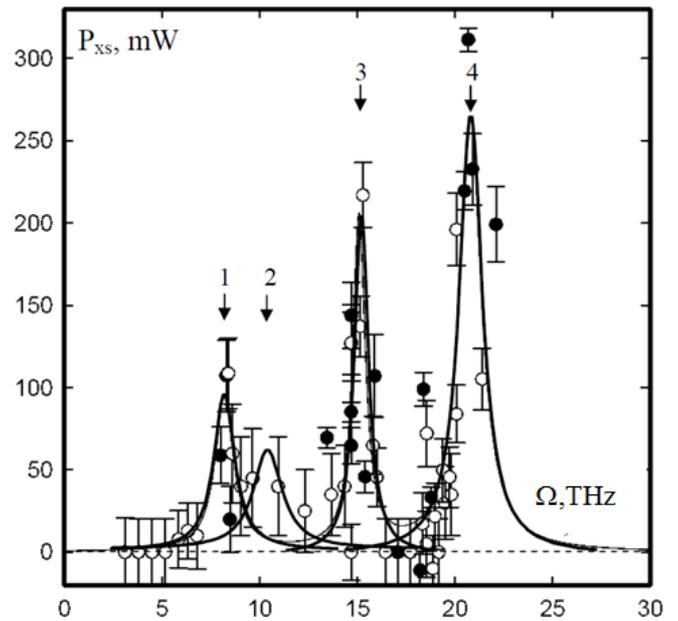
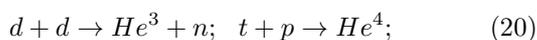
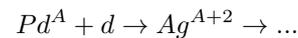


Рис. 3. Зависимость тепловой мощности, генерируемой в палладии, насыщенном в процессе электролиза дейтерием в объеме тяжелой воды, при воздействии на поверхность катода разностной частоты Ω излучения от двух маломощных лазерных диодов и действии постоянного магнитного поля [16].



в объеме палладия, насыщенного дейтерием.

Анализ колебательной структуры дейтерия в матрице Pd показывает, что частоты $\omega_1 \approx 7.8...8.2$ ТГц и $\omega_2 \approx 10.2...10.8$ ТГц соответствуют собственным колебаниям ионов дейтерия в решетке Pd [16]. Каждый из таких ионов — это, фактически, гармонический осциллятор, реализуемый для иона дейтерия в поле ближайших ионов палладия.

Сопоставляя графики зависимости выделяемой мощности, представленные на Рис. 3 и, соответственно, структуру частотной зависимости коэффициента корреляции (Рис. 2а), легко убедиться, что 1 и 3 пики на Рис. 3 соответствуют паре, определяемой основным $\Omega = \omega_1 \approx 7.8...8.2$ ТГц и параметрическим $\Omega = 2\omega_1 \approx 15.2...15.6$ ТГц частотным резонансам формирования коэффициента корреляции, а 2 и 4 пики соответствуют другой паре (основному $\Omega = \omega_1 \approx 10.2...10.8$ ТГц и параметрическому $\Omega = 2\omega_1 \approx 20.2...20.8$ ТГц частотным резонансам). Соотношение амплитуд максимумов энерговыделения на Рис. 3 для этих пар резонансов энерговыделения полностью соответствует результатам, представленным на Рис. 2 — первый, более низкий пик каждой пары соответствует меньшей эффективности формирования ККС на частоте основного резонанса $\Omega = \omega_i$, а второй, более высокий — большей эффективности на частоте параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_i$.

В. Особенности формирования ККС при ограниченном по размеру увеличении или уменьшении ширины параболической потенциальной ямы

Альтернативный механизм формирования ККС имеет место при однократном (монотонном) уменьшении или увеличении ширины потенциальной ямы, в которой находится рассматриваемая частица. Эти результаты были подробно рассмотрены в [3], [4], [7], [8], [9].

На рис. 4 представлены результаты вычисления коэффициента корреляции для двух противоположных процессов:

- ограниченном (в интервале от L_o до $L_{\max} \equiv L_o(1 + g^{(+)})$) увеличении ширины параболической ямы

$$L(t) = L_o(1 + g^{(+)})/(1 + g^{(+)}e^{-t/T}), \quad (21a)$$

которому соответствует уменьшение частоты осциллятора

$$\omega(t) = \omega_0^{(+)}(1 + g^{(+)}e^{-t/T})/(1 + g^{(+)}) \quad (21b)$$

от $\omega(0) = \omega_0^{(+)}$ до $\omega(\rightarrow \infty) \equiv \omega_{\min} = \omega_0^{(+)}/(1 + g^{(+)})$, где $g^{(+)} = (L_{\max}/L_o - 1)$ и $g^{(+)} \approx L_{\max}/L_o$, если $L_{\max} \gg L_o$;

- ограниченном уменьшении ширины ямы

$$L(t) = L_o(1 + g^{(-)}e^{-t/T})/(1 + g^{(-)}) \quad (22a)$$

в интервале от L_o до $L_{\min} \equiv L_o/(1 + g^{(-)})$, чему соответствует увеличение частоты осциллятора

$$\omega(t) = \omega_0^{(-)}(1 + g^{(-)}e^{-t/T})/(1 + g^{(-)}) \quad (22b)$$

от $\omega(0) = \omega_0^{(-)}$ до $\omega_{\max} \equiv \omega_0^{(-)}(1 + g^{(-)})$, где $g^{(-)} = (L_o/L_{\min} - 1)$ и $g^{(-)} \approx L_o/L_{\min}$, если $L_o \gg L_{\min}$

Величина T в обоих случаях определяет характерное время деформации потенциальной ямы. Эти результаты получены при численном решении уравнений (10)-(14).

Из полученных результатов следует, что при увеличении интервалов деформации ямы L_{\max}/L_o или L_o/L_{\min} происходит очень значительное возрастание амплитуды осцилляций коэффициента корреляции в направлении достижения максимально возможного значения $|r|_{\max} \rightarrow 1$. Узкие провалы в графике величины $|r(t)|$ являются следствием быстрых интерференционных переходов между значениями $r(t)$ и $-r(t)$ при увеличении времени. При возрастании $|r(t)|_{\max} \rightarrow 1$ ширина этих провалов стремится к нулю. Другим существенным фактором увеличения величины $|r(t)|_{\max}$ является использование минимального времени T деформации ямы.

Из этих результатов, в частности, следует, что при расширении ямы в интервале $L_{\max}/L_o = 10^4$ (это соответствует, например, возрастанию ширины микротрещины от "затравочной" величины $L_o \approx 5 \dots 10$ А до $L_{\max} \approx 5 \dots 10$ мкм) имеем $1 - |r|_{\max} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ и $G_{\max} \approx 1600$.

Гипотетический случай еще большего изменения $L_{\max}/L_o = 10^5$ соответствует ККС с близкими к идеальными характеристиками $1 - |r|_{\max} \approx 10^{-9}$ и $G_{\max} \approx 20000!$

Рассмотренный выше сценарий оптимизации LENR при расширении потенциальной ямы очень хорошо согласуется с экспериментами в металлгидридах (в частности с экспериментами А.Росси), когда в процессе наводороживания происходит формирование нестационарных (быстро растущих) микротрещин в объеме металла, в которых оказываются локализованными ионы водорода.

Подобный сценарий, в частности, также может "работать", например, в естественных динамических системах типа деления клеток, когда в пространстве между разделяющимися клетками случайно оказываются, например, атомы или ионы водорода. Такие же процессы расширения малоразмерных нано-ям реализуются, например, в процессе "расширения" с помощью фермента "ДНК полимеразы" стандартной двухнитевых молекул ДНК, что предшествует последующей репликации этих молекул. Этот механизм обосновывает процесс трансмутации стабильных и радиоактивных изотопов в растущих биологических системах [17], [18], [8], [19], [20], [21].

Аналогичный процесс быстрого формирования ККС имеет место и при сжатии ямы.

Для примера, при сравнительно небольшом сжатии ямы в интервале $L_o/L_{\min} = 11$ и при $T = (0.001/\omega_0^{(-)}) \dots (0.01/\omega_0^{(-)})$ максимальные значения коэффициента корреляции и коэффициента эффективности корреляции не превышают, соответственно, $|r|_{\max} \approx 0.98$ и $G_{\max} = 1/\sqrt{1 - r_{\max}^2} \approx 5$. При увеличении интервала сжатия до $L_o/L_{\min} = 10^3$ за счет, например, уменьшения ширины микротрещины в матрице от 1 мкм до 10 А, имеем $1 - |r|_{\max} \approx 10^{-5}$ и $G_{\max} \approx 220$ при $T = 0.001/\omega_0^{(-)}$ и $1 - |r|_{\max} \approx 10^{-4}$, $G_{\max} \approx 70$ при $T = 0.005/\omega_0^{(-)}$.

Отметим, что в случае сжатия потенциальной ямы в этом интервале исходная (до начала сжатия ямы) частота $\omega_0 \equiv \omega_0^{(-)}$ будет в $L_o/L_{\min} = 10^3$ раз меньше, чем исходная (до начала расширения) частота $\omega_0 \equiv \omega_0^{(+)}$ при аналогичном по масштабу расширении ямы в том же интервале от 10 А до 1 мкм. Это обстоятельство необходимо учитывать при сопоставлении графиков $|r(t)|$, определяющих зависимость от времени процесса формирования ККС при увеличении и уменьшении размеров ямы.

Характерными примерами реализации механизма формирования ККС при сжатии потенциальной ямы является, например, "залечивание" микротрещин в ряде материалов. Другим примером является процесс быстрой ликвидации нанопотенциальных ям, неизбежно формируемых, а затем исчезающих в процессе роста биологических культур (в частности, при делении ДНК, на поверхности мембран и др.), что также приводит к возможности реализации ядерных процес-

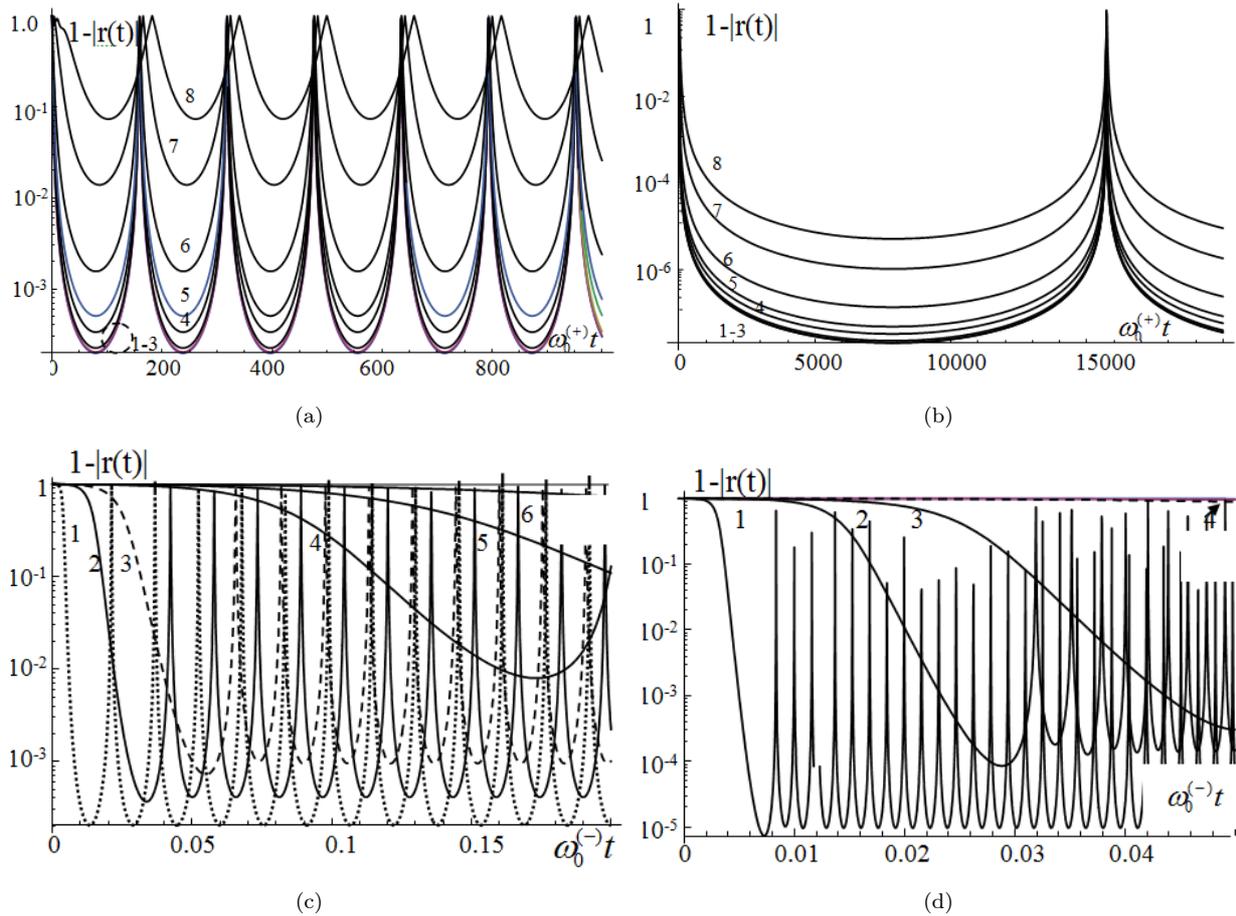


Рис. 4. Зависимость коэффициента корреляции при: расширении ямы в интервале: $g^{(+)} = 100$, $L_{max}/L_0 \approx 100$ (a); $g^{(+)} = 10^4$, $L_{max}/L_0 \approx 10^4$ (b). Графики 1-8 соответствуют величинам $T\omega_0^{(+)} = 0.1, 0.25, 0.5, 1.0, 1.33, 2, 5, 10$; сжатии ямы в интервале $g^{(-)} = 10$, $L_0/L_{min} = 11$ (b); $g^{(-)} \approx L_0/L_{min} = 10^2$ (c); $g^{(-)} \approx L_0/L_{min} \approx 10^3$ (d). Графики 1-6 соответствуют величинам $T\omega_0^{(-)} = 0.001, 0.005, 0.01, 0.05, 0.1, 0.25$.

сов в растущих биологических объектах [17], [18], [8], [19], [20], [21]. Процессы, приводящие к медленному расширению и последующему очень быстрому коллапсу потенциальных ям микроскопического размера соответствуют, например, процессу кавитации.

С. Формирования ККС при импульсной модуляции параметров потенциальной ямы

Еще один метод возбуждения ККС связан с импульсным изменением частоты эквивалентного гармонического осциллятора – быстрым отклонением (как правило – увеличением) частоты от стационарного значения с последующим быстрым возвратом к этому значению. В работах [11], [13] рассмотрены особенности процесса формирования ККС при разной структуре, длительности и амплитуде такого изменения. На рис. 5 представлена вычисленная на основе соотношений типа (10)-(14) зависимость максимального $|r(t)|_{max}$ и усредненного по времени $\langle |r(t)| \rangle$ коэффициента корреляции от длительности τ импульса частотной модуляции

$$\omega = \omega_0(1 + f(t)), \quad f(t) = g e^{-(t-t_0)^2/2\tau^2}, \quad t_0 \gg \tau \quad (23)$$

при разной амплитуде этого импульса.

Прямой расчет на основе уравнений (10)-(14) показывает, что воздействие такого гауссового импульса $f(t)$ приводит к быстрому формированию ККС с такими максимальными значениями коэффициента корреляции $|r(t)|_{max}$, которые соответствуют очень большому коэффициенту эффективности корреляции G , обеспечивающему большую прозрачность потенциального барьера. В частности, при возрастании безразмерной амплитуды импульса (увеличение частоты от исходного значения) от $g=10$ до $g=50$ величина G возрастает от $G \approx 14$ до $G \approx 1300$. Согласно приведенным выше оценкам это обеспечивает возрастание вероятности туннельного эффекта при взаимодействии частиц при низкой энергии от $D_{r=0} \approx 10^{-500}$ в отсутствие такого воздействия до $D_{r=0.9975} \approx 10^{-35}$ при $g=10$ и до $D_{r=0.999997} \approx 0.3$ при $g=50$.

Механизм формирования ККС при импульсном воздействии на частицу [11], [13] может быть реализован

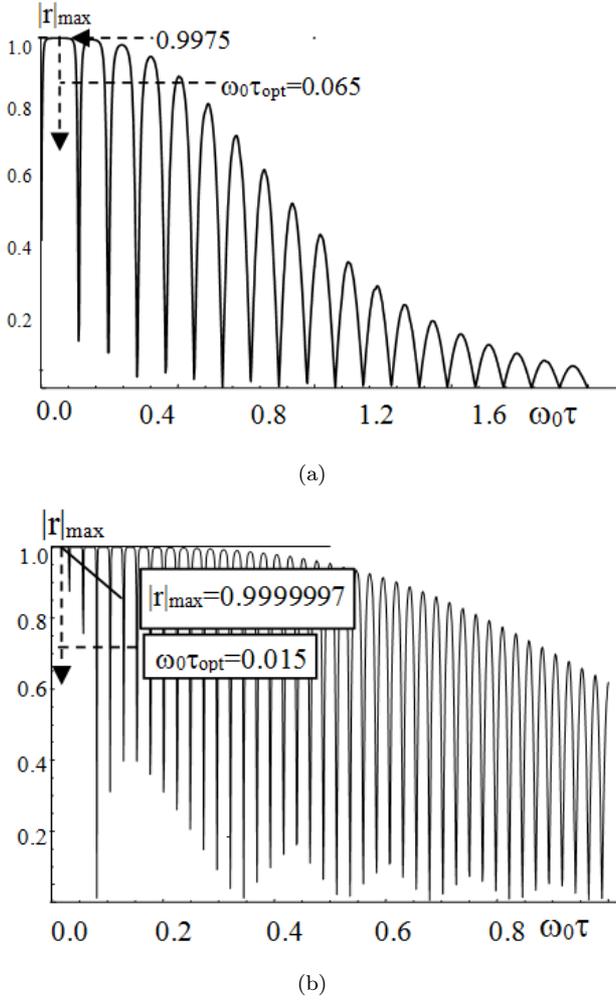


Рис. 5. Зависимость максимального значения коэффициента корреляции $|r(t)|_{\max}$ от длительности τ импульса частотной модуляции (23) при разной амплитуде этого импульса: $g=10$ (а); 50 (б).

как, например, за счет ударной деформации решетки при действии ударных волн, так и при действии импульсного магнитного поля на свободные заряженные частицы.

Характерным примером такого внешнего воздействия является электрический разряд в газе или жидкости. Протекание тока разряда $J(t)$ сопровождается формированием импульсного азимутального магнитного поля $H(q, t)$, в котором движение ионов соответствует перестраиваемому циклотронному резонансу, а сама система является полным (формальным) аналогом нестационарного гармонического осциллятора с тем же оператором Гамильтона. Рассмотренный выше формализм формирования ККС в нестационарном гармоническом осцилляторе в полной мере применим к такой системе с учетом очевидного изменения исходной частоты $\omega(t) = |q|H(t)/Mc$.

Полученные выше результаты могут быть непосредственно имплементированы на этот случай, если

считать, что

$$\begin{aligned} \omega(t) &= \omega_0(1 + f(t)), \quad \omega_0 = |q|H_0/Mc, \\ H(t) &= H_0(1 + f(t)), \quad H_{\max} = H_0(1 + g) \end{aligned} \quad (24)$$

При действии импульсного магнитного поля происходит своеобразная “деформация” этого эквивалентного осциллятора и очень эффективное формирование ККС. Такой сценарий хорошо объясняет [13], например, генерацию нейтронов и других изотопов в воздухе при грозových разрядах на основе реакций

$$d+d=T+p, \quad d+d=He^3+n, \quad C^{12}+n=3He^4+n', \quad d+d=He^4$$

$$C^{13} + p = N^{14}, \quad C^{12} + d = N^{14}, \quad N^{15} + p = O^{16}, \quad (25)$$

$$N^{14} + d = O^{16}, \quad O^{18} + p = F^{19},$$

а также известные эксперименты Р. Миллса (R. Mills, J. Lotoski, Y. Lu, Brilliant Light Power, [22]) по стимулированию большого энерговыделения при электрическом разряде в газовой среде.

D. Влияние затухания и флуктуирующей случайной силы на процесс формирования когерентного коррелированного состояния частицы в параболической яме

Наличие флуктуаций и затухания может оказать существенное влияние на процесс формирования ККС. Наиболее обоснованным методом учета затухания квантового осциллятора является введение термостата и применение аппарата матрицы плотности, что приводит к необходимости использования большого количества продольных T_{ij} и поперечных τ_{ij} времен релаксации, величины которых чаще всего находятся полужемпирическим путем. Такой метод очень усложняет решение и делает его намного менее наглядным, если оставаться в рамках модели, близкой к классическому гармоническому осциллятору. С другой стороны хорошо известно, что в классическом гармоническом осцилляторе затухание может быть учтено введением феноменологической силы торможения $\vec{F}_d = -2\gamma d\vec{q}/dt$ с единственным феноменологическим коэффициентом γ .

Приемлемой альтернативой методу матрицы плотности является моделирование феноменологического нестационарного квантовомеханического гамильтониана, из которого может быть получено уравнение движения, по форме соответствующего классическому осциллятору с затуханием. Такому условию соответствует гамильтониан Caldirola - Kanai, который учитывает действие внешней силы $F(t)$ и феноменологической силы торможения \vec{F}_d на частицу, находящуюся в параболическом потенциале, и имеет вид

$$\widehat{H}(\widehat{x}, t) = \frac{\widehat{p}_x^2}{2M} e^{-2\gamma t} + \frac{M\omega^2(t)}{2} \widehat{x}^2 e^{2\gamma t} - F(t) \widehat{x} e^{2\gamma t} \quad (26)$$

В этом соотношении канонический (обобщенный) импульс \widehat{p}_x связан с “физическим” импульсом $p_{(k)x} = Mdx/dt$ соотношением $\widehat{p}_x = e^{2\gamma t} \widehat{p}_{(k)x}$.

Этот гамильтониан является эрмитовым, его собственные значения являются действительными, а собственные функции - ограничены и нормированы. Использование $\widehat{H}(\widehat{x}, t)$ в форме (26) не нарушает каноническую механику. Обоснованность использования такого гамильтониана для анализа систем с диссипацией при переменной частоте обсуждалась во многих работах (в частности, в [1], [2], [9], [10], [11]). На основе гамильтониана $\widehat{H}(t)$ с учетом общего правила построения уравнения движения для произвольного оператора \widehat{L}

$$\frac{d\widehat{L}}{dt} = \frac{\partial \widehat{L}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\widehat{L}\widehat{H}(t)] \quad (27)$$

можно получить уравнение движения для оператора координаты \widehat{x}

$$\frac{d^2 \widehat{x}}{dt^2} - \frac{1}{i\hbar} \frac{\partial}{\partial t} [\widehat{x}\widehat{H}(t)] + \frac{1}{\hbar^2} [[\widehat{x}\widehat{H}(t)]\widehat{H}(t)] = 0, \quad (28)$$

которое приводит к безразмерному уравнению классического гармонического осциллятора с затуханием, произвольной внешней силой и необходимыми начальными условиями

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + 2\gamma \frac{d\varepsilon}{dt} + \omega^2(t)\varepsilon = f(t), \quad \varepsilon(0) = 1, \quad \left. \frac{d\varepsilon}{dt} \right|_0 = i, \quad \omega(0) = 1 \quad (29)$$

Это уравнение является очевидным обобщением уравнения (10) и учитывает действие случайной силы и возможного эффективного торможения (затухания).

В уравнении (29) и последующих соотношениях $f(t) = F(t)/\sqrt{\hbar M \omega_0^3}$ - безразмерная внешняя (в том числе - стохастическая) сила; γ - безразмерный коэффициент затухания, нормированный на ω_0 .

Для решения конкретной задачи о процессе формирования ККС при наличии затухания, переменной частоты и стохастического воздействия в работах [9], [10], [11] был использован метод анализа уравнения (29), связанный с преобразованием его в уравнения для соответствующих взаимных и смешанных моментов величин \widehat{q} и \widehat{p}_q (в безразмерном виде величин ε и $d\varepsilon/dt$), входящих в (29), с учетом корреляционных характеристик функции $f(t)$. Аналогичный метод также будет использован при наличии случайного возмущения переменной частоты осциллятора $\omega(t)$.

Рассмотрим эволюцию нестационарного осциллятора с затуханием под действием случайной стационарной дельта-коррелированной силы $f(t)$ с характеристиками

$$\langle f(t) \rangle_f = 0, \quad \langle f(t_1)f(t_2) \rangle_f = 2S\delta(t_1 - t_2), \quad (30)$$

соответствующими усреднению по реализации случайной силы интенсивностью S .

Явный вид зависимости S от параметров плазмы или газа низкого давления был получен в работах [9], [10], [11]

$$S = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau < \frac{1}{\Delta t} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} f(t)f(t+\tau)dt >_f \approx \approx \frac{M^* \sigma n}{2\hbar \omega_0^2} < (\Delta v)^2 >_f < |v| >_f \quad (31)$$

Здесь $1/\Delta t = \sigma n|v|/\omega_0$ - безразмерная частота столкновений атомов в рассматриваемой среде (в данном случае - в газе с концентрацией частиц n), $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ - полное сечение упругого рассеяния атомов при низкой энергии, $M^* = M/(1 + M/M_a)$ - приведенная масса при столкновении рассматриваемой частицы с другой частицей среды, Δv - изменение скорости частицы при упругом столкновении.

После введения функций

$$\mu_{00} = \varepsilon^* \varepsilon, \quad \mu_{01} = \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad \mu_{10} = \frac{d\varepsilon^*}{dt} \varepsilon = \mu_{01}^*, \quad \mu_{11} = \frac{d\varepsilon^*}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (32)$$

включающих комбинации безразмерных координат и импульсов частицы, можно получить систему уравнений для смешанных $m_{ii} = \langle \mu_{ii} \rangle$ и взаимных $m_{i \neq j} = \langle \mu_{i \neq j} \rangle$ моментов величин ε и $d\varepsilon/dt$, соответствующих безразмерным координате и импульсу частицы. После дифференцирования по времени соотношений (32) и усреднения всех компонент полученных уравнений по реализации случайной силы $f(t)$, можно получить итоговую систему уравнений для моментов $m_{ij} = \langle \mu_{ij} \rangle_f$

$$\frac{dm_{00}}{dt} = m_{01} + m_{01}^*, \quad (33a)$$

$$\frac{dm_{01}}{dt} = m_{11} - 2\gamma m_{01} - \omega^2(t)m_{00}, \quad (33b)$$

$$\frac{dm_{11}}{dt} = -4\gamma m_{11} - \omega^2(t) \{m_{01} + m_{01}^*\} + 2S \quad (33c)$$

Решения этой системы удовлетворяют начальным условиям для моментов

$$m_{00}(0) = 1, \quad m_{01}(0) = i, \quad m_{01}^*(0) = -i, \quad m_{11}(0) = 1, \quad (34)$$

непосредственно следующим из начальных условий для ε и $d\varepsilon/dt$.

При заданном законе изменения частоты осциллятора $\omega(t)$ может быть найдено решение системы уравнений (33) и определен коэффициент корреляции

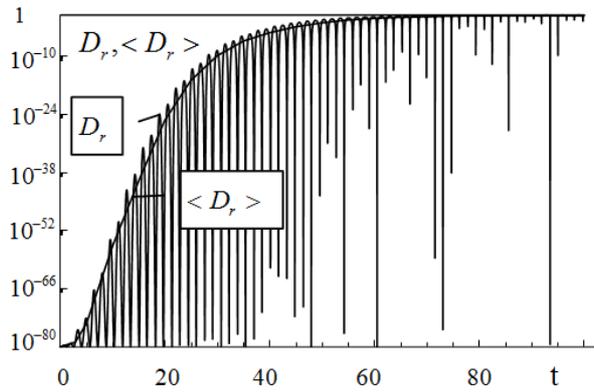
$$r(t) = \frac{m_{01} + m_{10}}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}} \equiv \frac{m_{01} + m_{01}^*}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}}, \quad (35)$$

с помощью которого, используя соотношение неопределенностей Шредингера-Робертсона (4) и волновую функцию ККС, можно рассчитать параметры флуктуации квантового осциллятора, а с помощью приближенного соотношения $D_{r \neq 0} \approx (D_{r=0})^{\sqrt{1-r^2}}$ оценить изменение прозрачности потенциального барьера.

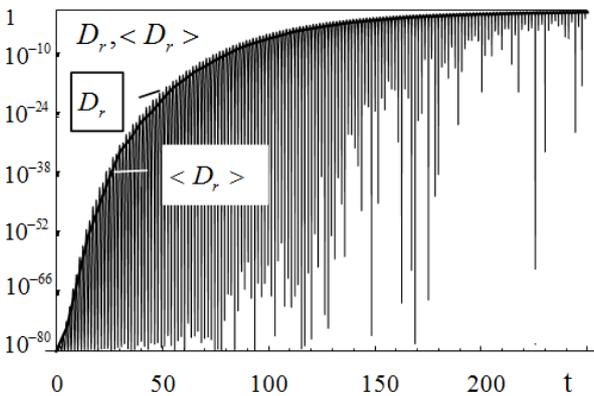
Такой анализ был проведен в работах [9], [10], [11], где показано, что наличие таких флуктуаций (например,

за счет столкновения иона, находящегося в поле изменяемого гармонического осциллятора, с посторонними атомами) может существенно усложнить процесс формирования ККС и уменьшить максимальное значение коэффициента корреляции.

На рис. 6 представлен один из многих результатов детального анализа влияния случайной силы и дефазированных флуктуаций на процесс формирования ККС при периодической модуляции параметров параболической потенциальной ямы (при изменении частоты $\omega(t) = \omega_0(1 + g \cos \Omega t)$) на частоте параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_0$ в отсутствие и наличии случайной силы.



(a)



(b)

Рис. 6. Зависимость текущей D_r (осциллирующая функция) и усредненной $\langle D_r \rangle$ (монотонная функция) вероятностей туннельного эффекта от длительности периодической модуляции частоты в случае: а) отсутствия случайной силы при наличии затухания с параметрами $2\gamma = g = 0.1$; б) наличия случайной силы с интенсивностью $S = 0.05$ и затухания с $2\gamma = g/2 = 0.05$. Начальное значение $D_{r=0}$ и $\langle D_{r=0} \rangle$ соответствует величине $D_{r=0} = \langle D_{r=0} \rangle = 10^{-80}$.

Видно, что наличие случайной флуктуирующей силы замедляет возрастание коэффициента корреляции, а в ряде случаев ограничивает его на фиксированном уровне. Эти вопросы подробно рассмотрены в [5], [9], [11].

IV. ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, СТИМУЛИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОМ ФОРМИРОВАНИЯ ККС И ДЕЙСТВИЕМ ВИРТУАЛЬНОЙ ФЛУКТУАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Проведенное выше обсуждение специфики ККС касается проблемы оптимизации туннельного эффекта, которая является основной, но не единственной проблемой, характеризующей особенности LENR.

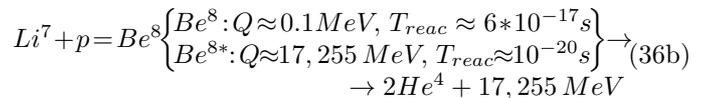
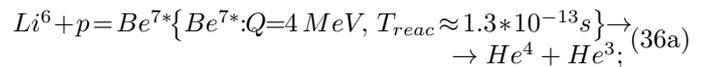
Несложно убедиться, что другие особенности LENR (прежде всего отсутствие дочерних радиоактивных изотопов) также следует из специфики протекания реакций за счет механизма формирования ККС. В частности, из базовых соотношений (4)-(6) следует, что возможность реализации LENR за счет виртуальной кинетической энергии $\delta E \equiv \delta T_{|r| \neq 0}$ ограничена законами сохранения для всей системы. Очень важным является то обстоятельство, что эта виртуальная энергия “существует” в данной системе (т.е. может оказывать определенное воздействие или определенным образом влиять на разные процессы) конечное время δt (6). Вследствие этого любой процесс с использованием δE может быть реализован только в том случае, когда в течение реакции, осуществляемой за счет этой виртуальной энергии, выделяется такая энергия реакции ΔE , величина которой не меньше, чем δE , а время “возврата” в рассматриваемую систему этой виртуальной энергии (т.е., фактически, длительность реакции с выделением энергии) не превышает величину δt .

Применительно к ядерной реакции это соответствует тому, что суммарное время протекания реакции T_{total} (включающее время подхода частицы к барьеру t_1 , длительность прохода сквозь барьер t_2 и время самой реакции с выделением энергии T_{reac}) не должно превышать δt . Это фундаментальное требование, принимая во внимание очень малую длительность δt большой по амплитуде флуктуации $\delta T_{|r| \neq 0}$, накладывает очень жесткие условия на такие процессы и автоматически исключает возможность протекания неоптимальных реакций, не удовлетворяющих этому обязательному условию.

Схема реализации такого сценария представлен на рис. 7.

Для примера рассмотрим особенности протекания реакций LENR с участие протонов и изотопов Li^6 и Li^7 . Такие реакции, как следует из данных, полученных в Лугано [23], соответствует наиболее продвинутой (на сегодня) экспериментальной схеме А.Росси.

Общая схема этих реакций имеет вид



В “обычном” некоррелированном состоянии вероятность туннельного эффекта для этих реакций при

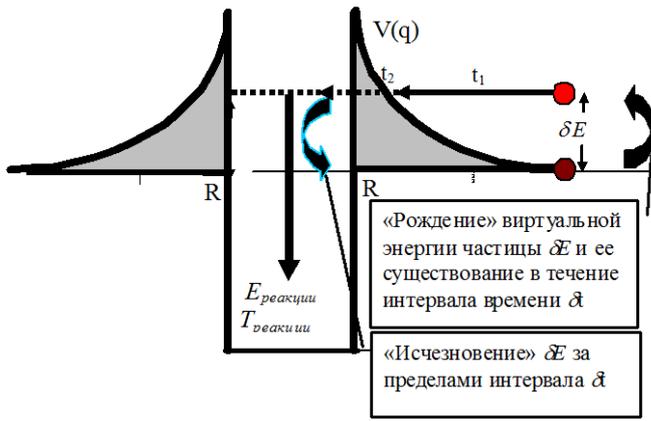


Рис. 7. Символическая схема «рождения» и «исчезновения» в течение времени $\delta t \geq \hbar/2\sqrt{1-r_{Et}^2}$ виртуальной энергии δE , необходимой для прохождения частицы сквозь кулоновский барьер в объем ядра, с последующей кратковременной ядерной реакцией.

низкой температуре 300...1000 К крайне мала и не превышает $D_{r=0} \approx 10^{-200} \dots 10^{-100}$. Примем для оценки, что для протекания этих реакций необходимо, чтобы протон имел энергию $\delta E \approx 10$ КэВ. В случае использования соотношения неопределенностей Гейзенберга для некоррелированных состояний $\delta E \delta t \geq \hbar/2$ такая флуктуация может существовать в течение времени $\delta t_{r=0} \approx \hbar/2\delta E \approx 5 * 10^{-21} c$.

При этой энергии минимальное суммарное время протекания реакции равно величине

$$T_{total} = T_{reac} + t_1 + t_2 \approx T_{reac} + L(\delta E)/v(\delta E) \approx 10^{-18} c. \quad (37)$$

Из схем реакций (36a) и (36b) видно, что для такой величины T_{total} необходимое условие $T_{total} < \delta t_{r=0}$ для обеих реакций не выполняется и они невозможны! Это обстоятельство объясняет отсутствие LENR за счет «заимствования» на короткое время энергии флуктуаций, время существования которой ограничено соотношением неопределенностей Гейзенберга для некоррелированных состояний.

В когерентном коррелированном состоянии при реально достижимой величине $r \approx 0.99999$ та же флуктуация энергии $\delta E \approx 10$ КэВ может существовать намного дольше

$$\delta t_{r=0.99999} \approx \hbar/2\delta E \sqrt{1-r^2} \approx 2.5 * 10^{-18} c. \quad (38)$$

Сопоставляя эту величину с полной длительностью $T_{total2} \approx 10^{-18} c$ реакции (36b) $Li^7 + p = 2He^4$ с участием тяжелого изотопа Li^7 , приходим к выводу, что $T_{total} \approx 10^{-18} c < \delta t$ (т.е. суммарное время протекания реакции оказывается меньше времени существования флуктуации, которая стимулирует эту реакцию), а протекание такой реакции согласуется с законом сохранения энергии и соответствующим соотношением неопределенностей Шредингера-Робертсона.

В противовес этому для реакции (36a) с участием легкого изотопа Li^6 имеет место противоположное условие $T_{total} \approx 10^{-13} c \gg \delta t$ и такая реакция принципиально невозможна даже за счет формирования ККС.

Эти результаты (реализуемость реакции с участием Li^7 и их невозможность для ядер изотопа Li^6) полностью совпадают с данными очень детальных экспериментов [23], проводимых в течение 32 суток в Лугано для экспертизы установки А.Росси, в которых наблюдалась очень эффективная переработка изотопа Li^7 , который характеризуется малой длительностью реакции и полное отсутствие реакций с участием изотопа Li^6 . Этот результат прямо следует из экспериментальных данных по изменению соотношения этих изотопов от начальной величины в природном литии $Li^7/Li^6 = 91.4\%/8.6\% \approx 10.6$ до итоговой величины $Li^7/Li^6 = 7.9\%/92.1\% \approx 0.086$, соответствующей протеканию LENR в течение всего эксперимента.

Аналогичным образом легко показать, что это же правило селекции запрещает реализацию LENR в тех каналах реакции с участием любых других изотопов и элементов, которые характеризуются большим временем реакции, превышающим δt . Очевидно, учитывая малость δt даже в системах с большим коэффициентом корреляции, что реакции, проходящие через стадию формирования долгоживущих радиоактивных изотопов, в полной мере подпадают под такой запрет. Этот вывод обосновывает отсутствие радиоактивных дочерних изотопов в LENR экспериментах.

Также данный механизм позволяет понять, почему в реакциях LENR оказывается сильно подавленным гамма-излучение. Дело в том, что абсолютное большинство даже самых короткоживущих дипольных радиационных гамма-переходов в ядрах характеризуются временем жизни $\tau \geq 10^{-13} \dots 10^{-15} c$, существенно превышающим длительность существования флуктуаций для когерентных коррелированных состояний и в силу этого каналы ядерной реакции, включающие такие процессы, также оказываются маловероятными.

Целесообразно также отметить, что такие же закономерности отличают протекание любых реакций с использованием виртуальной энергии от реакций с участием реально ускоренных частиц. Основные отличия при этом связаны с запретом как на реализацию любых эндонергетических реакций, так и реакций с формированием долгоживущего промежуточного состояния ядра с временем жизни $\tau \gg \delta t$.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная выше проблема реализации LENR на основе использования когерентных коррелированных состояний позволяет непротиворечивым образом объяснить, обосновать и численно рассмотреть все известные парадоксы LENR на основе фундамента современной квантовой теории и ядерной физики и без применения каких либо новых радикальных гипотез. Этот

вывод полностью совпадает с требованиями “бритвы Оккама”.

Важным является то обстоятельство, что разнообразные LENR эффекты, протекающие для легких, средних по массе и тяжелых изотопов и наблюдаемые в совершенно разных средах и системах при разных режимах (кристаллы, аморфные тела, жидкости, газ, низкотемпературная плазма, разнообразные живые системы и т.д.) под действием разных причин и факторов воздействия (наводораживание металлов при электролизе и при термическом воздействии, тлеющий разряд, ударные волны, использование пучков низкой энергии, электрический разряд, процессы природного метаболизма с сопутствующими биологическими явлениями на микроуровне и др.) описываются единым универсальным механизмом. Ранее считалось, что каждая из групп эффектов характеризуется своим уникальным механизмом, неприменимым для другой группы.

Еще одна несомненно положительная сторона метода когерентных коррелированных состояний в применении к LENR процессам состоит в возможности прогнозирования ожидаемых эффектов, а также в возможности предварительной оценки потенциальной пригодности и эффективности новых проектируемых или по новому используемых устройств, систем и объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В.В.Додонов, В.И.Манько. *Труды ФИАН*, 183:71, 1987.
- [2] В.В.Додонов, А.Б.Климов, В.И.Манько. *Труды ФИАН*, 200:56, 1991.
- [3] В.И.Высоцкий, С.В. Адаменко. Коррелированные состояния взаимодействующих частиц и проблема прозрачности кулоновского барьера при низкой энергии в нестационарных системах. *Журнал технической физики*, 80(5):23, 2010.
- [4] В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий, С.В.Адаменко. Особенности формирования и применения коррелированных состояний в нестационарных системах при низкой энергии взаимодействующих частиц. *Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ)*, 141(2):276, 2012.
- [5] В.И.Высоцкий, С.В.Адаменко, М.В.Высоцкий. Формирование коррелированных состояний и увеличение прозрачности барьера при низкой энергии частиц в нестационарных системах с демпфированием и флуктуациями. *ЖЭТФ*, 142(4):627, 2012.
- [6] В.И.Высоцкий, С.В.Адаменко, М.В.Высоцкий. Подбарьерное взаимодействие каналируемых частиц при автомодельном возбуждении коррелированных состояний в периодически деформированном кристалле. *Поверхность*, (4):88, 2012.
- [7] V.I.Vysotskii, M.V.Vysotsky. Coherent correlated states and low-energy nuclear reactions in non stationary systems. *European Phys. Journal*, A49, 2013. DOI 10.1140/epja/i2013-13099-2.
- [8] Vysotskii V.I., Adamenko S.V., Vysotsky M.V. Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems. *Annals of Nuclear Energy*, 62:618, 2013.
- [9] В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий. Коррелированные состояния и прозрачность барьера для частиц низкой энергии при монотонной деформации потенциальной ямы с диссипацией и стохастической силой. *ЖЭТФ*, 145(4):615, 2014.
- [10] В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий. Формирование коррелированных состояний и оптимизация ядерных реакций для частиц низкой энергии при нерезонансной низкочастотной модуляции потенциальной ямы. *ЖЭТФ*, 146(2):279, 2015.
- [11] В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий. Формирование коррелированных состояний и оптимизация туннельного эффекта для частиц с низкой энергией при немонокроматическом и импульсном воздействии на потенциальный барьер. *ЖЭТФ*, 148(4):643, 2015.
- [12] V.I.Vysotskii, M.V.Vysotsky. Coherent correlated states of interacting particles - the possible key to paradoxes and features of LENR. *Current Science*, 108(4):30, 2015.
- [13] В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий. Формирование коррелированных состояний и туннелирование при низкой энергии и управляемом импульсном воздействии на частицы. *ЖЭТФ*, 152(8):234, 2017.
- [14] E.Schrodinger, Ber. Kgl. Akad. Wiss., Berlin, 1930, S24, 296.
- [15] H.P. Robertson, Phys.Rev. A, 1930, v.35, 667.
- [16] D.Letts, D. Cravens, P.I. Hagelstein. Low-Energy Nuclear Reactions Sourcebook, American Chemical Society, Washington DC, 2009, 2, pp. 81-93.
- [17] Высоцкий В.И., Корнилова А.А. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах*. Мир, М., 2003.
- [18] Vysotskii V.I., Kornilova A.A. *Nuclear transmutation of stable and radioactive isotopes in biological systems*. Pentagon Press, India, 2010.
- [19] Vysotskii V.I., Kornilova A.A. Microbial Transmutation of Cs-137 and LENR in growing biological systems. *Current Science*, 108:142, 2015.
- [20] Высоцкий В.И., Корнилова А.А. Способ получения стабильных изотопов за счет ядерной трансмутации типа низкотемпературного ядерного синтеза элементов в микробиологических культурах, Патент RU2052223C1, 1995 (<https://patents.google.com/patent/RU2052223C1/ru>).
- [21] Kornilova A.A., Vysotskii V.I. Method for purifying water of radionuclides, Intern. patent WO 2015156698 A1, 11 Aril 2014.
- [22] brilliantlightpower.com/suncell.
- [23] <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.