

## УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ РЕАЛИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Высоцкий В.И., Высоцкий М.В.

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, www.univ.kiev.ua

Киев 01601, Украина

Поступила 15.06.2017

В работе рассмотрен универсальный метод кратковременного и очень существенного ослабления и подавления действия туннельного эффекта при ядерном взаимодействии частиц с низкой энергией за счет использования когерентных коррелированных состояний (ККС), формируемых при слабом управляемом импульсном или периодическом воздействии на эти частицы или окружающую среду. Этот механизм объясняет все регистрируемые особенности успешных ядерно-физических экспериментов, проводимых при низкой энергии: аномально большую вероятность этих реакций, очень существенное подавление (по сравнению с аналогичными реакциями, проводимыми при большой энергии) сопутствующего гамма-излучения, а также полное отсутствие радиоактивных дочерних изотопов, образуемых в этих реакциях.

*Ключевые слова:* ядерные реакции при низкой энергии, когерентные коррелированные состояния, туннельный эффект

PACS: 03.65.Xp; 25.60.Pj; 25.70.-z; 25.85.Ge; 28.52.-s

### СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (21)
2. ФОРМАЛИЗМ И ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ККС В КВАНТОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ (22)
3. МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ (27)
  - 3.1. ФОРМИРОВАНИЕ ККС ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА (27)
  - 3.2. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ККС ПРИ ОГРАНИЧЕННОМ ПО РАЗМЕРУ УВЕЛИЧЕНИИ ИЛИ УМЕНЬШЕНИИ ШИРИНЫ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ (39)
  - 3.3. ФОРМИРОВАНИЯ ККС ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ (32)
  - 3.4. ВЛИЯНИЕ ЗАТУХАНИЯ И СЛУЧАЙНОЙ СИЛЫ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОГО КОРРЕЛИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦЫ В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ЯМЕ (33)
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (35)
- ЛИТЕРАТУРА (35)

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные успешные эксперименты по реализации ядерных реакций при низкой энергии (LENR), часть из которых уверенно вышла из «детского» возраста лабораторных экспериментов и заявила о себе на индустриальном уровне (это относится, в частности, к экспериментам А.Росси), до настоящего времени не основываются на достоверной теоретической модели, адекватно объясняющей нетривиальные результаты, которые никак не согласуются с традиционными представлениями ядерной физики.

Среди известных LENR проблем наиболее часто рассматривают причину аномально большой вероятности преодоления кулоновского потенциального барьера при взаимодействии заряженных частиц с низкой энергией. «Стандартный» подход ядерной физики, очень успешно работающей в области энергий  $E > 1\text{КэВ}$ , не способен дать ответ на этот вопрос, если учесть, что типичная равновесная энергия частиц в задачах LENR не превышает  $E \approx kT \approx 0.1\text{эВ}$ , что приводит к очень малой и несопоставимой с результатами экспериментов вероятности туннельного эффекта.

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» уровней электронов в атоме водорода) пытаются решить этот парадокс.

Другие, еще более экзотические парадоксы (прежде всего, совершенно необычное для «стандартной» ядерной физики полное отсутствие радиоактивных дочерних изотопов в наблюдаемых LENR реакциях, очень сильное (на много порядков) подавление сопутствующего и типичного для конкретных ядерных реакций гамма-излучения, а также, в случае наиболее исследованной реакции dd-синтеза, очень сильное подавление нейтронного канала этой реакции) в этих моделях практически не рассматриваются, ограничиваясь только очень важной, но не единственной проблемой аномально большой прозрачности кулоновского барьера.

Очевидно, что такой односторонний подход явно недостаточен. 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!

В работах [1-13] был рассмотрен общий и достаточно универсальный механизм оптимизации LENR на основе когерентных коррелированных состояний (ККС) взаимодействующих частиц. Этот механизм обеспечивает большую вероятность LENR и может применяться с одинаковой эффективностью к очень разным экспериментам. Следует отметить, что метод ККС позволяет объяснить все перечисленные парадоксы на основе стандартной квантовой механики и современной ядерной физики без привлечения фантастических эвристических моделей.

## 2. ФОРМАЛИЗМ И ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ККС В КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

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

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

и их обобщения, сделанные в 1929 г. Робертсоном для произвольных динамических переменных  $A$  и  $B$

$$\delta A \delta B \geq |\langle [\hat{A}\hat{B}] \rangle|/2, \delta K = \sqrt{\sigma_K}, \sigma_K = \langle (\hat{K} - \langle K \rangle)^2 \rangle. \quad (1b)$$

В 1930 г. Шредингер и Робертсон независимо обобщили соотношение (1b) и получили более универсальное неравенство, называемое соотношением неопределенности Шредингера-Робертсона [14, 15]

$$\sigma_A \sigma_B \geq |\langle [\hat{A}\hat{B}] \rangle|^2 / 4(1-r^2), \quad (2)$$

$$r = \sigma_{AB} / \sqrt{\sigma_A \sigma_B},$$

$$\sigma_{AB} = (\langle \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \rangle) / 2 - \langle A \rangle \langle B \rangle, 0 \leq |r| \leq 1,$$

в котором величина  $r$  является коэффициентом корреляции между величинами  $A$  и  $B$ . Он определяет степень взаимной статистической связи динамических переменных  $A$  и  $B$  и определяет ограничение на произведение дисперсий этих величин. 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 (1) и (2) сводятся к модифицированному соотношению неопределенностей Гейзенберга с коэффициентом корреляции  $r_{pq}$

$$\delta q \delta p \geq \hbar/2 \sqrt{1-r_{pq}^2} \equiv \hbar^*/2,$$

$$\hbar^* = G_{pq} \hbar, G_{pq} = 1/\sqrt{1-r_{pq}^2}. \quad (3a)$$

Соответственно, при  $A = E, B = t$  имеем соотношение

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

$$\hbar^* = G_{Et} \hbar, G_{Et} = 1/\sqrt{1-r_{Et}^2}, \quad (3b)$$

зависящее от коэффициента корреляции  $r_{Et}$ .

Согласно общепринятой терминологии понятие ККС относится к состояниям, для которых соотношения (2) и (3) превращаются в равенства, но обычно термином ККС называют любые состояния с  $|r| \rightarrow 1$ . Согласно той же трактовке квантовое состояние, которое превращает соотношения

(2) и (3) в равенства, традиционно называется когерентным состоянием (КС) – синонимом «сжатого» состояния, которое характеризуется минимальным произведением дисперсий или среднеквадратичных флуктуаций и максимальной близостью к классическому состоянию частицы в потенциальной яме. Принципиальное отличие соотношений неопределенностей Гейзенберга-Робертсона и Шредингера-Робертсона наглядно характеризуется коэффициентом эффективности корреляции  $G = 1/\sqrt{1-r^2}$  [9-12]. Он возрастает от величины  $G = 1$  при  $r = 0$ , что соответствует отсутствию корреляции, до  $G \rightarrow \infty$  при полной корреляции, т.е. при  $|r| \rightarrow 1$ .

Величина  $G$  характеризует увеличение амплитуд флуктуаций динамических переменных  $A$  и  $B$ , а ее важность 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 (3а) следует следующая простая оценка для нижнего предела (минимальной величины) флуктуации кинетической энергии частицы массой  $M$ , локализованной в пределах пространственного интервала  $\delta q$

$$\delta T^{(\min)} = (\delta p)^2 / 2M = G^2 \hbar^2 / 8M(\delta q)^2. \quad (4)$$

В частности, при локализации протона с массой  $M_p$  в типичной для конденсированных сред межатомной области размером  $a \approx 1.5 \text{ \AA}$  (при этом  $\delta q \leq 0.75 \text{ \AA}$ ), флуктуация кинетической энергии частицы, находящейся в ККС с  $1 - |r| \approx 10^{-7}$ , чему соответствует очень большой (но реальный) коэффициент эффективности корреляции  $G = 2240$ , соответствует величине  $\delta T^{(\min)}_{|r|=10^{-7}} \approx 5 \text{ keV}$ . Заметим, что эта величина может быть получена при как угодно малой (в том числе нулевой) температуре среды, в которой находится данная потенциальная яма.

Эта величина даже на этом нижнем пределе сопоставима с оптимальной температурой термоядерной плазмы в токамаке, достигаемой путем вложения очень большой реальной энергии. При обеспечении еще большего коэффициента корреляции величина  $\delta T_r^{(\min)}$  будет еще больше. 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  $\delta T_{|r|=0}^{(\min)}$ .

Для частиц с меньшей массой (в частности, для электрона с массой  $M_e$ ) минимальная флуктуация при тех же условиях и наличии ККС соответствует релятивистской энергии

$$\begin{aligned} \delta T_{|r|=10^{-7}}^{(\min)} &= \sqrt{(\delta p)^2 c^2 + M_e^2 c^4} - M_e c^2 = \\ &= M_e c^2 [\sqrt{1 + G^2 \hbar^2 / 4M_e^2 c^2 (\delta q)^2} - 1] \approx \\ &\approx 2.23 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (5)$$

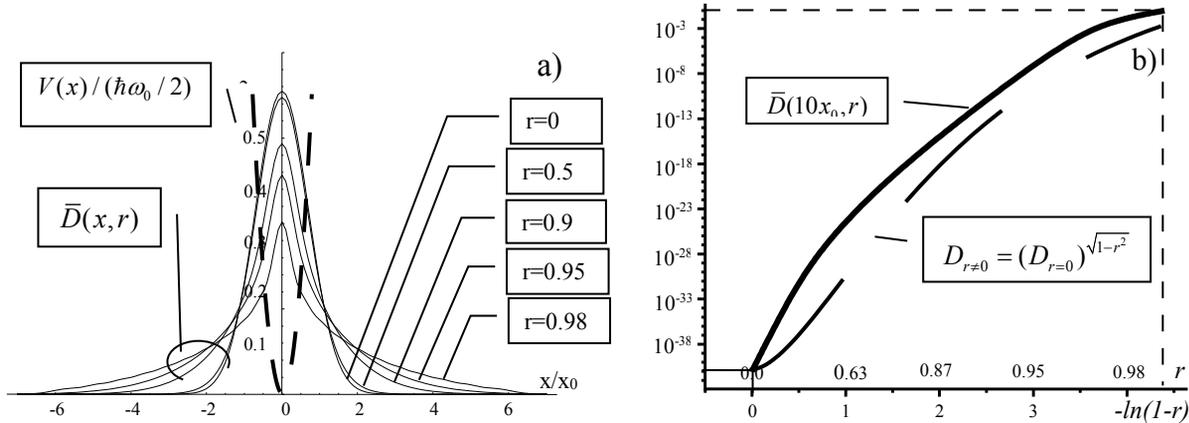
которой, казалось бы, достаточно для, например, нейтронизации свободных протонов, а также атомов или ионов водорода на основе реакции  $p + \beta^- + \delta T \rightarrow n + \nu$ . Ниже показано, что такая реакция за счет флуктуации  $\delta T$  невозможна.

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

$$\begin{aligned} D_{r \neq 0} &\approx \\ &\approx \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{1-r^2}}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M\{V(q) - E\}} dq \right\} = \\ &= (D_{r=0})^{\sqrt{1-r^2}} \equiv \sqrt{D_{r=0}} \end{aligned} \quad (6)$$

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

На Рис. 1а представлены результаты соответствующего расчета, демонстрирующие изменение усредненной по времени плотности вероятности подбарьерной локализации частицы  $\bar{D}(x, r) \equiv \langle |\Psi(x, t, r)|^2 \rangle$ , в параболической потенциальной яме  $V(x) = m\omega^2 x^2$ , а на Рис. 1б – изменение этой величины в пробной точке  $x = 10x_0$  глубоко под барьером в зависимости



**Рис. 1.** а) Усредненное распределение плотности вероятности  $\bar{D}(x,r) \equiv \langle |\Psi(x,t,r)|^2 \rangle_t$  для частицы в потенциальной яме  $V(x) = (x/x_0)^2$  и в области под барьером для коррелированных и некоррелированных состояний частицы с разными значениями  $r$ ; б) Зависимость усредненной по времени плотности вероятности локализации частицы (вероятность тунелирования) от коэффициентом корреляции  $0 \leq r \leq 0.987$  в подбарьерной области с координатой  $x = 10x_0$ . Сплошная линия – результат точного расчета, прерывистая – результат аппроксимации (6).

от коэффициента корреляции (здесь  $x_0 = \sqrt{\hbar / m\omega}$ ).

Из полученных данных следует, что даже при сравнительно небольшом возрастании коэффициента корреляции в интервале  $0 \leq r \leq 0.987$ , чему соответствует небольшое изменение коэффициента эффективности корреляции  $0 \leq G \leq 6.2$ , имеет место возрастание прозрачности барьера от  $10^{-36}$  до 0.01. Аналогичным образом легко определить, что типичная и очень малая при низкой энергии и больших зарядах взаимодействующих частиц вероятность туннельного эффекта  $D_{r=0,G=1} \approx 10^{-500}$  в случае формирования ККС с  $G \approx 1000$  возрастает до  $D_{G=1000} \approx 0.3$ , что позволяет реализовать практически любую ядерную реакцию.

Физический механизм, обеспечивающий такой эффект, связан с формированием очень больших флуктуаций импульса и энергии частицы, находящейся в потенциальной яме в специально организованном суперпозиционном когерентном коррелированном состоянии. Такое формирование связано с взаимным усилением (конструктивной интерференции) парциальных флуктуаций кинетической энергии и импульса, соответствующих разным собственным состояниям такого состояния. Итогом интерференции является формирование непрерывно повторяющихся гигантских флуктуаций кинетической

энергии, достаточных для прохождения сквозь высокий и широкий потенциальный барьер. Интересно отметить, что формирование ККС, если исходить из принципиальной стороны, не связано с увеличением средней энергии частицы в данной системе, а обусловлено синхронизацией большого числа случайных флуктуаций.

Наглядная и немного упрощенная иллюстрация такого процесса может быть получена при анализе особенностей формирования синхронизованных флуктуаций кинетической энергии частицы, находящейся в одномерной параболической потенциальной яме. Каждое из  $N$  собственных состояний частицы  $\psi_n(q,t)$  в потенциальной яме характеризуется мгновенным значением флуктуации импульса  $\Delta \vec{p}_n(t)$  с дисперсией  $\sigma_{pn}(t) = \langle \{ \Delta \vec{p}_n(t) - \langle \Delta \vec{p}_n(t) \rangle \}^2 \rangle = \langle [\Delta \vec{p}_n(t)]^2 \rangle$  и равным нулю средним значением  $\langle \Delta \vec{p}_n(t) \rangle = 0$ . Формирование когерентного коррелированного состояния частицы ведет к синфазности и когерентному сложению (конструктивной интерференции) флуктуаций

импульса  $\Delta \vec{p}(t) = \sum_n^N \Delta \vec{p}_n(t)$  для большого количества  $N \gg 1$  разных собственных состояний  $\psi_n(q,t)$ , образующих суперпозиционное когерентное коррелированное состояние  $\Psi_{\text{сфт}}(q,r,t)$ . Следствием такой интерференции является условие  $\langle \Delta \vec{p}_n(t) \Delta \vec{p}_m(t) \rangle_{\text{corr}} > 0$ , выполнение которого приводит к

формированию очень больших флуктуаций дисперсии полного импульса частицы

$$\begin{aligned} \sigma_{p(corr)} &= \left\langle \left\{ \sum_n^N \Delta \vec{p}_n(t) \right\}^2 \right\rangle_{corr} = \\ &= \sum_n^N \sum_{m \neq n}^N \langle \Delta \vec{p}_n \Delta \vec{p}_m \rangle_{corr} + \sum_n^N \langle (\Delta \vec{p}_n)^2 \rangle \approx \\ &\approx N^2 \langle \Delta \vec{p}_n \Delta \vec{p}_m \rangle_{corr} + N \langle (\Delta \vec{p}_n)^2 \rangle \sim N^2, \quad N \gg 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Наличие таких флуктуаций импульса в моменты полной синхронизации ведет к резкому возрастанию вероятности тунелирования за счет кратковременного (флуктуационного) формирования состояний с очень большой флуктуацией кинетической энергией

$$\begin{aligned} \langle \Delta T(t) \rangle_{corr} &\equiv \langle (\Delta \vec{p}(t))^2 / 2M \rangle_{corr} = \\ &= N^2 \langle \Delta \vec{p}_n(t) \Delta \vec{p}_m(t) \rangle_{corr} / 2M + \\ &+ N \langle (\Delta \vec{p}_n)^2 \rangle / 2M \sim N^2 \end{aligned} \quad (8)$$

при неизменной (малой) средней кинетической энергии частицы. Заметим, что в отсутствие когерентности между разными собственными состояниями имеет место очевидное условие  $\langle \Delta \vec{p}_n \Delta \vec{p}_m \rangle_{noncoher} \equiv 0$ , что ведет к тривиальному соотношению

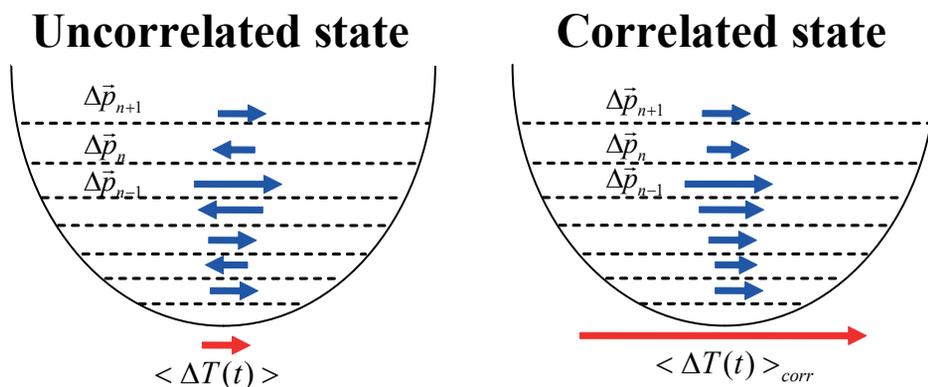
$$\begin{aligned} \langle \Delta T(t) \rangle_{noncoher} &= N \langle (\Delta \vec{p}_n)^2 \rangle / 2M = \\ &= N \langle \Delta T_n(t) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Строгий расчет с использованием матрицы плотности приводит, естественно, к аналогичным результатам. Эти результаты представлены в символическом виде на **Рис. 2**.

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

Легко убедиться, что другие особенности LENR (прежде всего отсутствие дочерних радиоактивных изотопов) также следует из специфики ККС. В частности, из базового соотношения (3b) 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  $\delta t$ . Вследствие этого любой процесс с использованием  $\delta E$  может быть реализован только в том случае, когда в течение реакции, осуществляемой за счет этой виртуальной энергии, выделяется такая энергия реакции  $\Delta E$ , величина которой не меньше, чем  $\delta E$ , а время «возврата» в рассматриваемую систему этой виртуальной энергии (т.е., фактически, длительность реакции с выделением энергии) не превышает величину  $\delta t$ .

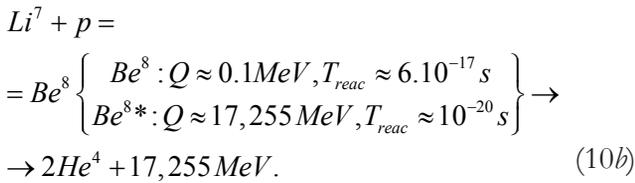
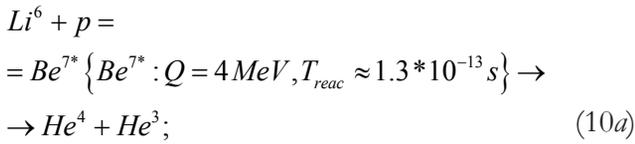
Применительно к ядерной реакции это соответствует тому, что суммарное время протекания реакции  $T_{total}$  (включающее время подхода частицы к барьеру  $t_1$ , длительность прохода сквозь барьер  $t_2$  и время самой реакции с выделением энергии  $T_{react}$ ) не должно превышать  $\delta t$ . Это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



**Рис. 2.** Схема формирования больших флуктуаций кинетической энергии частицы, находящейся в когерентном коррелированном состоянии (справа), за счет синхронизации флуктуаций на разных уровнях энергии суперпозиционного состояния.

Схема такого сценария представлен на рис. 3.

Для примера рассмотрим особенности протекания реакций LENR с участие протонов и изотопов  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Общая схема этих реакций имеет вид



В «обычном» некоррелированном состоянии вероятность туннельного эффекта для этих реакций при низкой температуре 300...1000 К крайне мала и не превышает  $D_{r=0} \approx 10^{-200} \dots 10^{-100}$ . Примем для оценки, что для быстрого протекания этих реакций необходимо, чтобы протон имел энергию  $\delta E \approx 10 \text{ КэВ}$ . В случае использования соотношения неопределенностей Гейзенберга  $\delta E \delta t_{r=0} \geq \hbar/2$  такая флуктуация может существовать в течение времени  $\delta t_{r=0} \approx \hbar/2\delta E \approx 5 \cdot 10^{-21} \text{ с}$ . При этой энергии минимальное суммарное время протекания реакции равно величине  $T_{\text{total}} = T_{\text{reac}} + t_1 + t_2 \approx T_{\text{reac}} + L(\delta E)/v(\delta E) \approx 10^{-18} \text{ с}$ .

Из схем реакций (10a) и (10b) видно, что для такой величины  $T_{\text{total}}$  необходимое условие  $T_{\text{total}} < \delta t_{r=0}$  для обеих реакций не выполняется и они невозможны.

В коррелированном состоянии при реально достижимой величине  $r \approx 0.99999$  та же флуктуация энергии  $\delta E \approx 10 \text{ КэВ}$  может существовать

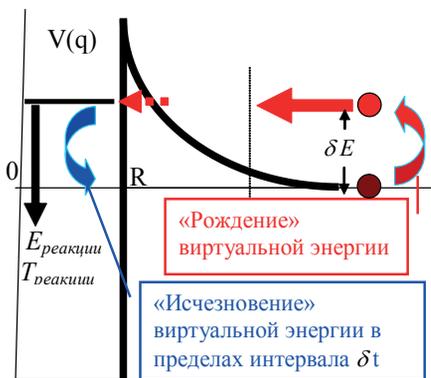


Рис. 3. Схема «рождения» и «исчезновения» виртуальной энергии при движении частицы сквозь кулоновский барьер с последующей кратковременной ядерной реакцией.

$\delta t_{r=0.99999} \approx \hbar/2\delta E\sqrt{1-r^2} \approx 2.5 \cdot 10^{-18} \text{ с}$ . Сопоставляя эту величину с полной длительностью  $T_{\text{total}2} \approx 10^{-18} \text{ с}$  реакции (10b)  ${}^7\text{Li} + p = 2{}^4\text{He}$  приходим к выводу, что  $T_{\text{total}} \approx 10^{-18} \text{ с} < \delta t$  (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.

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

Эти результаты полностью совпадают с данными очень детальных экспериментов [15], проводимых в течение 32 суток в Лугано для экспертизы установки А.Росси, в которых наблюдалась очень эффективная переработка изотопа  ${}^7\text{Li}$ , который характеризуется малой длительностью реакции и полное отсутствие реакций с участием изотопа  ${}^6\text{Li}$ .

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  $\delta t$ . Очевидно, учитывая малость  $\delta t$  даже в системах с большим коэффициентом корреляции, что реакции, проходящие через стадию формирования долгоживущих радиоактивных изотопов, в полной мере подпадают под такой запрет.

Также данный механизм позволяет понять, почему в реакциях LENR оказывается сильно подавленным гамма-излучение. Дело в том, что большинство гамма-переходов в ядрах характеризуются временем жизни  $\tau \geq 10^{-15} \dots 10^{-15} \text{ с}$ , существенно превышающим длительность существования флуктуаций для когерентных коррелированных состояний и в силу этого 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 эндознергетических реакций, так и реакций с формированием долгоживущего промежуточного состояния ядра с временем жизни  $\tau \gg \delta t$ .

**3. МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ**  
 Базовой моделью для анализа ККС является нестационарный гармонический осциллятор.

В работах [3-13] было показано, что наиболее 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. В симметричной нестационарной параболической потенциальной яме, для которой  $\langle q \rangle = 0$ ,  $\langle p \rangle = 0$ , волновая функция частицы, которая до начала действия деформации находилась в основном состоянии, зависит от коэффициента корреляции и имеет вид [1-3, 4, 7]

$$\Psi_0(q,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_q}} \exp\left[-\frac{q^2}{4\sigma_q} \left(1 - \frac{ir(t)}{\sqrt{1-r(t)^2}}\right)\right]. \quad (11)$$

Явный вид коэффициента корреляции

$$r = \text{Re} \left\{ \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right\} / \left| \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right|, \quad (12)$$

а также коэффициент сжатия  $k$ , определяющего отношение дисперсий координаты и импульса частицы

$$k = \sigma_q / \sigma_p = |\varepsilon / (d\varepsilon/dt)|^2, \quad (13)$$

и величины этих дисперсий

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

$$\sigma_p \geq (\hbar/2)\sqrt{1/k(1-r^2)}, \quad (14)$$

могут быть найдены на основе решения уравнения движения классического осциллятора с переменной частотой при наличии внешней силы

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \omega^2(t)\varepsilon = f(t) \quad (15)$$

и начальных условиях

$$\varepsilon(0) = 1, \quad \left. \frac{d\varepsilon}{dt} \right|_0 = i. \quad (16)$$

В уравнениях (11)-(16) и последующих соотношениях  $\omega(t)$  – безразмерная частота, нормированная на характерную частоту осциллятора  $\omega_0$ ;  $t$  – безразмерное (нормированное

на  $\omega_0^{-1}$ ) время;  $\varepsilon(t)$  – безразмерная (нормированная на  $q_0 = \sqrt{\hbar/M\omega_0}$ ) комплексная координата частицы;  $M$  – приведенная масса частицы.

В общем случае решение уравнения (14) имеет вид  $\varepsilon(t) = e^{\varphi(t)}$ ,  $\varphi(t) = \alpha(t) + i\beta(t)$ .

Подставляя это решение в (12) и (15), используя следующие из (16) начальные условия  $\varphi(0) = \alpha(0) = \beta(0) = 0$ ,  $\left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_0 = i$ ,  $\left. \frac{d\alpha}{dt} \right|_0 = 0$ ,  $\left. \frac{d\beta}{dt} \right|_0 = 1$  (17) и разделяя действительную и мнимую части полученного уравнения, находим

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 - \exp(-4\alpha) = -\omega^2(t),$$

$$\beta(t) = \int_0^t \exp\{-2\alpha(t')\} dt', \quad (18)$$

$$|r| = \sqrt{\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 \exp(4\alpha) / \left\{1 + \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 \exp(4\alpha)\right\}}. \quad (19)$$

Из (19) видно, что достижение предельного значения  $|r| \rightarrow 1$  возможно только при выполнении условия  $(d\alpha/dt)^2 \exp(4\alpha) \gg 1$ .

Система уравнений (18), (19) эквивалентна уравнению (15), но более удобна для анализа и позволяет вначале по заданному закону изменения  $\omega(t)$  находить показатель степени амплитуды колебаний осциллятора  $\alpha(t)$  из (18), а затем на основе  $\alpha(t)$  находить  $r(t)$  из уравнения (19).

Исследование конкретных механизмов формирования ККС при различных режимах деформации потенциальной ямы, а также анализ специфики проявления этого состояния в модельных и реальных системах проведено в работах [4-13].

**3.1. ФОРМИРОВАНИЕ ККС ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА**

В работе [4-8, 10] были детально рассмотрены особенности формирования ККС частицы при слабом по амплитуде периодическом воздействии на параметры (в частности, частоту) гармонического осциллятора  $\omega(t) = \omega_0(1 + g\cos\Omega t)$  в случае  $|g| \ll 1$ . Из решения уравнений (12)-(16) следует, что процесс формирования ККС при такой модуляции параметров потенциальной ямы характеризуется наличием основного (при  $\Omega \approx \omega_0$ ) и параметрического ( $\Omega \approx 2\omega_0$ ) резонансов,

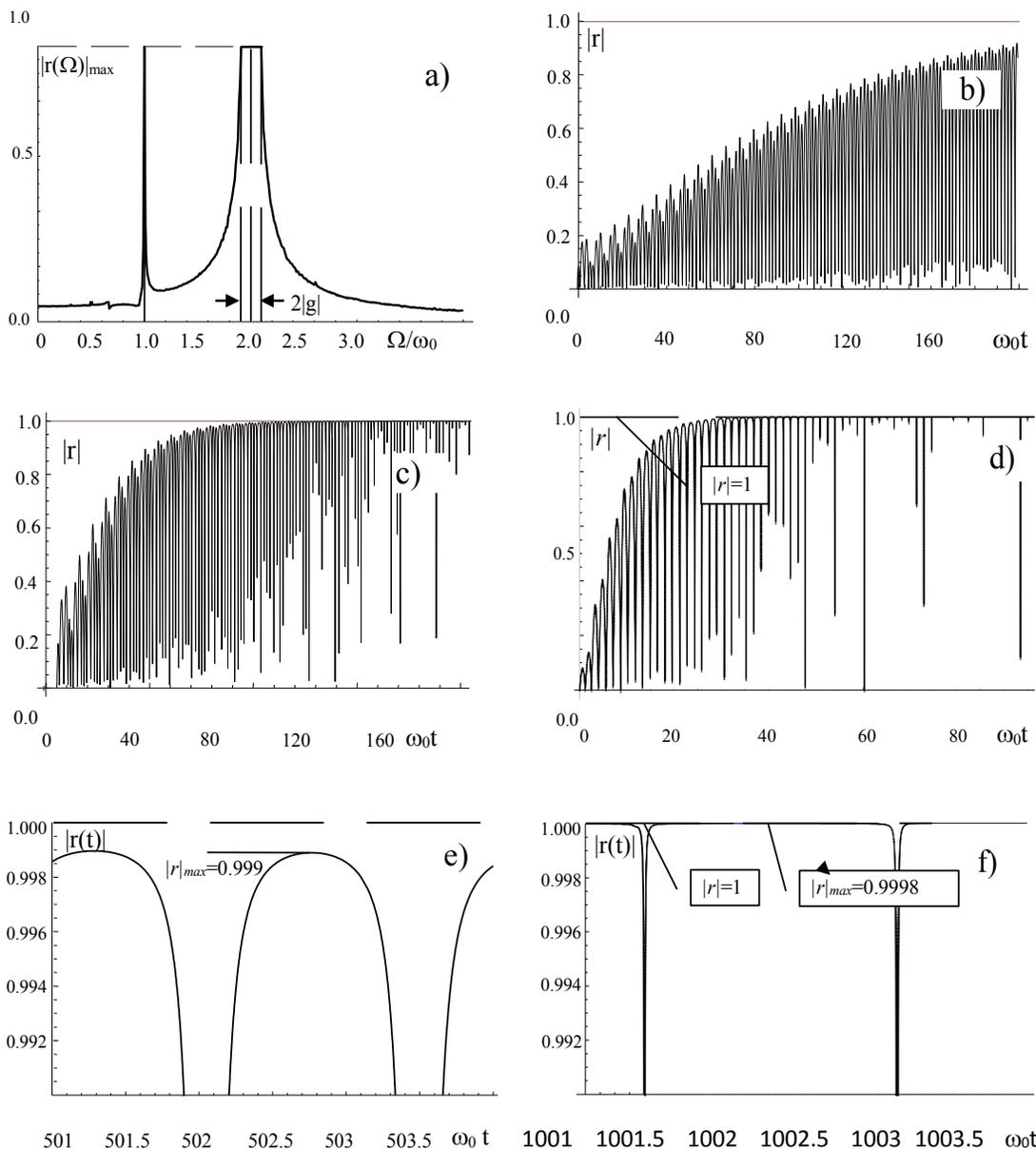
вне пределов которых эффективность этого процесса очень резко падает, хотя и остается отличной от нуля [10]. В пределах этих резонансов  $|r| \rightarrow 1$  при возрастании длительности модуляции (см. рис. 4а). Интересно отметить, что частотная полуширина основного резонанса очень мала ( $|\delta\Omega| \ll g\omega_0$ ), а параметрический резонанс характеризуется резонансной кривой, имеющей плоскую вершину шириной  $|\delta\Omega| = 2g\omega_0$ .

Из этих же расчетов следует, что при возрастании длительности модуляции имеет место быстрое возрастание максимальных значений коэффициента корреляции  $r(t)_{\max}$ , причем

наибольший темп увеличения  $r(t)_{\max}$  соответствует частоте  $\Omega = 2\omega_0$  и он 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 аналогичная структура с двумя максимумами разной амплитуды и площади (рис. 4а) соответствует зависимости вероятности туннельного эффекта от частоты модуляции.

Этот результат полностью объясняет результаты экспериментов [16] по стимулированию LENR при синхронизованном

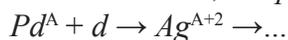


**Рис. 4.** а) – резонансная структура зависимости максимума коэффициента корреляции от частоты  $\Omega$  при периодической модуляции  $\omega(t) = \omega_0(1 + g\cos\Omega t)$  параметров потенциальной ямы; б)-ж) - зависимость коэффициента корреляции от времени при модуляции на основной частоте  $\Omega = \omega_0$  при  $g = 0.1$  (б) и  $g = 0.2$  (с) и на частоте параметрического резонанса  $\Omega = 2\omega_0$  при  $g = 0.1$  в интервале времени  $\omega_0 t \leq 100$  (д),  $\omega_0 t \approx 500$  (е) и  $\omega_0 t \approx 1000$  (ж).

воздействии двух лазерных пучков, генерируемых маломощными лазерными диодами ( $P \approx 20$  мВт) с близкими частотами, на поверхность  $Pd$  катода, находящегося в тяжелой воде в электролитической ячейке (Рис. 5).

При совпадении поляризации этих пучков имеет место генерация разностной частоты, воздействующей на электроны проводимости катода, что приводит к периодической модуляции параметров потенциальной ямы для локализованных ионов дейтерия в решетке палладия. Подбирая соответствующие пары таких диодов, авторы исследовали зависимость энерговыделения в такой системе от этой разностной частоты в интервале 5...25 ТГц и обнаружили 4 резонансных пика энерговыделения с частотами  $\Omega_1 \approx 7.8...8.2$ ,  $\Omega_2 \approx 10.2...10.8$ ,  $\Omega_3 \approx 15.2...15.6$  и  $\Omega_4 \approx 20.2...20.8$  ТГц, имеющие разную амплитуду.

Авторы не смогли дать никакой адекватной интерпретации этих экспериментов. Легко убедиться, что эти результаты очень хорошо согласуются с данными представленных выше расчетов, если предположить, что энерговыделение связано со стимуляцией ядерных реакций при низкой энергии



в объеме палладия, насыщенного дейтерием.

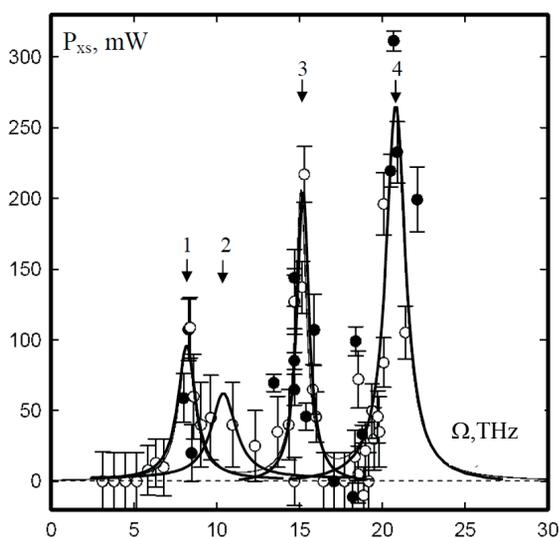


Рис. 5. Зависимость мощности, выделяемой при воздействии на поверхность катода из палладия, насыщенного в процессе электролиза дейтерием в объеме тяжелой воды, от разностной частоты  $\Omega$  излучения от двух маломощных лазерных диодов [16].

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  $Pd$ . Каждый из таких ионов – это, фактически, гармонический осциллятор. Сопоставляя графики зависимости выделяемой мощности, представленные на Рис. 5, и, соответственно, структуру частотной зависимости коэффициента корреляции (Рис. 4а), легко убедиться, что 1 и 3 пики на Рис. 5 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. 5 полностью соответствует результатам, представленным на Рис. 4 – первый, более низкий пик каждой пары соответствует меньшей эффективности формирования ККС на частоте основного резонанса, а второй, более высокий – большей эффективности на частоте параметрического резонанса.

### 3.2. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЕ ККС ПРИ ОГРАНИЧЕННОМ ПО РАЗМЕРУ УВЕЛИЧЕНИИ ИЛИ УМЕНЬШЕНИИ ШИРИНЫ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ

Наиболее важным, с точки зрения практического применения, является механизм формирования ККС при разовом уменьшении или увеличении ширины потенциальной ямы, в которой находится рассматриваемая частица. Эти результаты были подробно рассмотрены в [3, 4, 7-9].

а) Найдем решение системы уравнений (18)-(19) при ограниченном (в интервале от  $L_0$  до  $L_{max} \equiv L_0(1 + g^{(+)})$ ) увеличении ширины параболической ямы

$$L(t) = L_0(1 + g^{(+)}) / (1 + g^{(+)}e^{-t/T}) \quad (21a)$$

которому соответствует уменьшение частоты осциллятора

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

от  $\omega(0) = \omega_0^{(+)}$  до  $\omega(\rightarrow \infty) \equiv \omega_{min} = \omega_0^{(+)} / (1 + g^{(+)})$ .

Здесь  $g^{(+)} = L_{max}/L_0 - 1$  и  $g^{(+)} \approx L_{max}/L_0$  если  $L_{max} \gg L_0$ .

Величина  $T$  определяет характерное время деформации (увеличения размера) ямы.

На рис. 6 представлена зависимость коэффициента корреляции от времени при монотонном увеличении ширины потенциальной ямы в интервале  $L_{\max}/L_0 = 11 \dots 10^4$  при разной характерной длительности  $T = (10^{-1}/\omega_0^{(+)}) \dots (10/\omega_0^{(+)})$  изменения этой ширины. Такое изменение размеров ямы  $L_{\max}/L_0$  соответствует интервалу  $\omega_0^{(+)}/\omega_{\min} = 11 \dots 10^4$  изменения частоты колебания частицы в яме.

Из полученных результатов следует, что при увеличении интервала  $L_{\max}/L_0$  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.

В частности, при сравнительно небольшом изменении размера ямы (при  $L_{\max}/L_0 = 11$  и  $T = (0.1 \dots 1)/\omega_0^{(+)}$ ) максимальные значения коэффициента корреляции  $|r|_{\max}$  и коэффициента эффективности корреляции  $G_{\max} = 1/\sqrt{1-r_{\max}^2}$  не превышают, соответственно,  $|r|_{\max} \approx 0.98$  и  $G_{\max} \approx 5$ . При увеличении этого интервала до  $L_{\max}/L_0 = 10^4$  (это соответствует, например, возрастанию ширины микротрещины от "затравочной" величины  $L_0 \approx 5 \dots 10 \text{ \AA}$  до  $L_{\max} \approx 5 \dots 10 \text{ мкм}$ ) имеем  $1 - |r|_{\max} \approx 2 \cdot 10^{-7}$  и  $G_{\max} \approx 1600$ .

Гипотетический случай еще большего изменения  $L_{\max}/L_0 = 10^5$  соответствует ККС с близкими к идеальным характеристиками  $1 - |r|_{\max} \approx 10^{-9}$  и  $G_{\max} \approx 20000$ !

Подчеркнем еще одну особенность процесса формирования ККС. Максимальная текущая величина коэффициента корреляции  $|r(t)|_{\max}$  обеспечивается через интервал времени, намного превосходящий величину  $T$ , которая определяет длительность существенного изменения ширины ямы. Это прямо следует из анализа данных, представленных на рис. 5. В частности, первые максимумы величин  $|r(t)|$  и

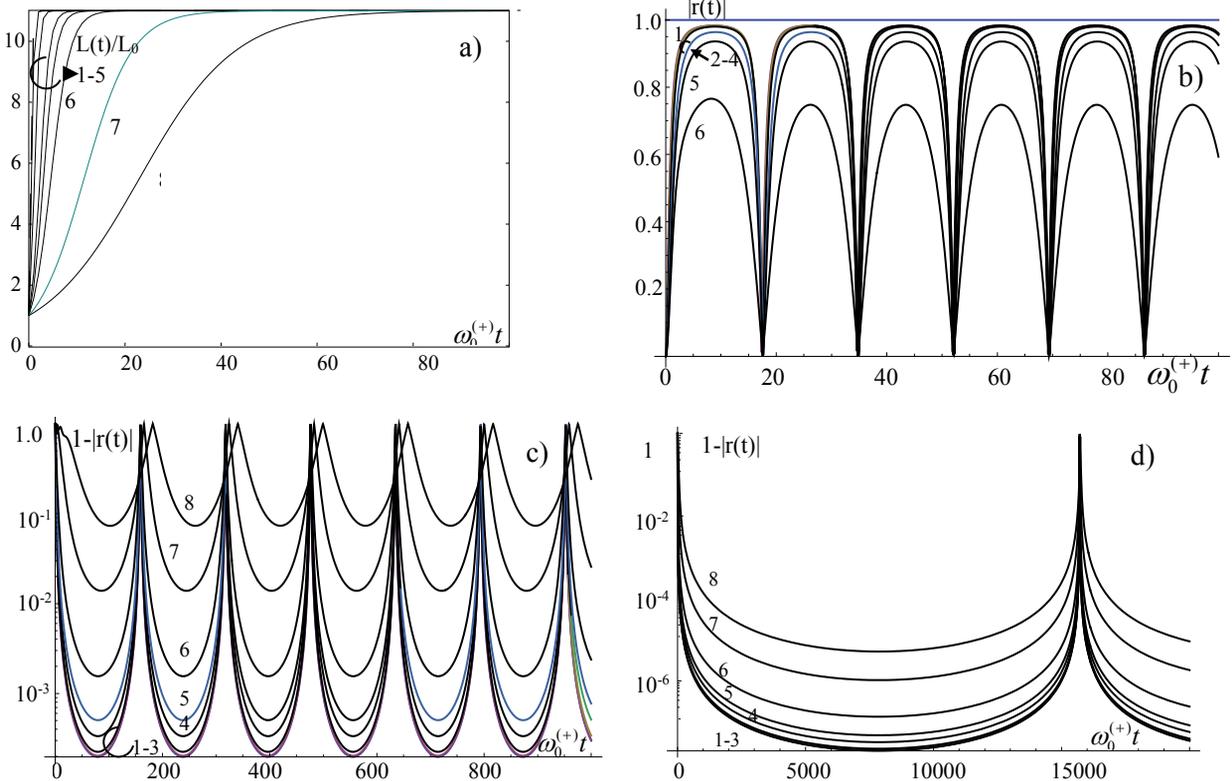


Рис. 6. Зависимость от времени ширины потенциальной ямы (a) и коэффициента корреляции (b) при расширении ямы в интервале:  $g^{(+)} = 10$ ,  $L_{\max}/L_0 = 11$  (b);  $g^{(+)} = 100$ ,  $L_{\max}/L_0 \approx 100$  (c);  $g^{(+)} = 10^4$ ,  $L_{\max}/L_0 \approx 10^4$  (d). Графики 1-8 соответствуют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

$G(t)$  соответствуют времени формирования ККС и равны  $t_c \approx 750 / \omega_0^{(+)}$ ,  $7500 / \omega_0^{(+)}$ ,  $75000 / \omega_0^{(+)}$  при, соответственно,  $L_{\max} / L_0 = 10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$ . Для появления следующих максимумов величин  $|r(t)|_{\max}$  и  $G_{\max}(t)$  требуется еще больше времени.

Эти значения  $t_c$  намного превосходят время существенного изменения ширины ямы  $T = (0.1 / \omega_0^{(+)}) \dots (10 / \omega_0^{(+)})$ . Ситуация соответствует условию  $T \ll t_c$ , при котором сначала происходит быстрая деформация ямы, а потом медленный процесс формирования ККС. Очевидно, что идеальному случаю отвечает процесс деформации ямы с  $T \rightarrow 0$ , близкий к ее мгновенному расширению в интервале от  $L_0$  до  $L_{\max}$ .

Рассмотренный выше сценарий оптимизации LENR при расширении потенциальной ямы очень хорошо согласуется с экспериментами в металогидридах (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. Кроме того, подобный сценарий может «работать» в естественных динамических системах типа деления клеток, когда в пространстве между разделяющимися клетками

случайно оказываются, например, атомы или ионы водорода.

б) Альтернативным режимом формирования ККС за счет влияния на параметры потенциальной ямы, в которой находится частица, является уменьшение ее ширины. Найдем решение системы уравнений (18)-(19) при ограниченном уменьшении ширины потенциальной ямы

$$L(t) = L_0(1 + g^{(-)}e^{-t/T}) / (1 + g^{(-)}) \quad (22a)$$

от  $L_0$  до  $L_{\min} \equiv L_0 / (1 + g^{(-)})$ , которому соответствует увеличение частоты осциллятора

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

от  $\omega(0) = \omega_0^{(-)}$  до  $\omega_{\max} \equiv \omega_0^{(-)}(1 + g^{(-)})$ .

Здесь  $g^{(-)} = (L_0 / L_{\min} - 1)$  и  $g^{(-)} \approx L_0 / L_{\min}$  если  $L_0 \gg L_{\min}$ .

Результаты расчета для трех значений коэффициента  $g^{(-)} = 10, 10^2, 10^3$ , которым соответствуют аналогичные уменьшения размера параболической ямы, и, соответственно, увеличение частоты колебаний в пределах этой ямы, а также разных значений характерной длительности  $T$  сжатия ямы, представлены на рис. 7. Из этих результатов следует, что максимальное значение коэффициента корреляции, как и в случае расширяющейся ямы, возрастает при увеличении интервала сжатия  $L_{\max} / L_0$  и уменьшении времени сжатия  $T$ .

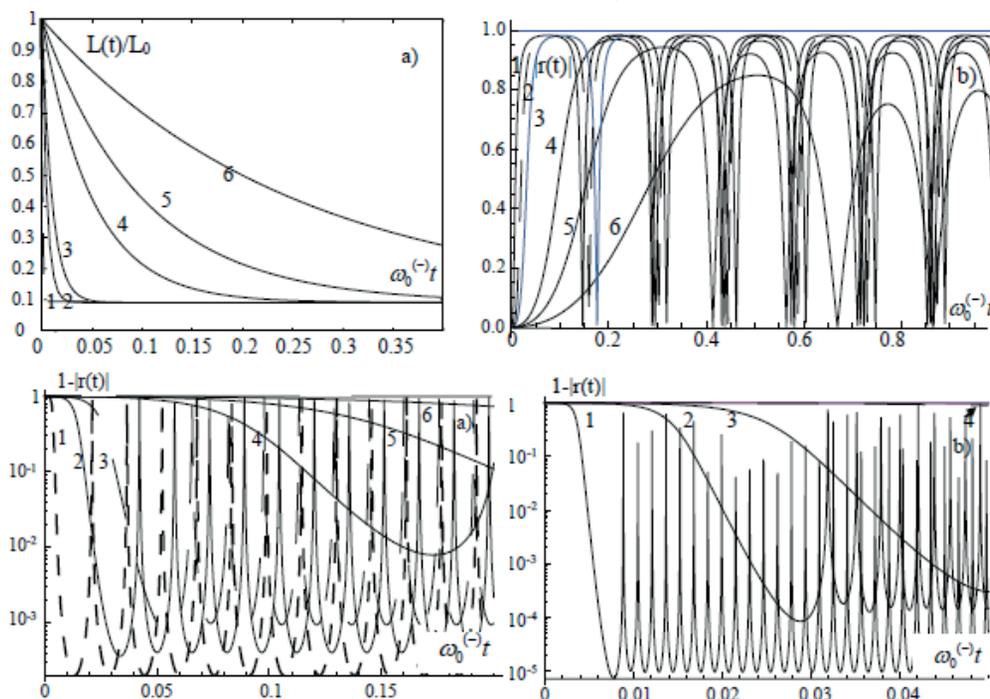


Рис. 7. Изменение ширины сжимающейся потенциальной ямы (а) и коэффициента корреляции при:  $g^{(-)} = 10, L_0 / L_{\min} = 11$  (b);  $g^{(-)} \approx L_0 / L_{\min} \approx 10^2$  (c);  $g^{(-)} \approx L_0 / L_{\min} \approx 10^3$  (d). Графики 1-6 соответствуют величинам  $T\omega_0^{(-)} = 0.001, 0.005, 0.01, 0.05, 0.1, 0.25$ .

Для примера, при сравнительно небольшом сжатии ямы в интервале  $L_0/L_{\min} = 11$  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  $L_0/L_{\min} = 10^3$  за счет, например, уменьшения ширины микротрещины в матрице от 1 мкм до 10 Å, 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  $L_0/L_{\min} = 10^3$  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 Å 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.

При еще большей величине интервала сжатия  $L_{\max}/L_0$  и при соответствующем укорочении длительности  $T$  процесса сжатия величины  $|r|_{\max}$  и  $G_{\max}$  возрастают столь же эффективно, как и в случае расширения ямы.

Отметим, что рассмотренный механизм формирования ККС реализуется при «залечивании» микротрещин в ряде материалов и в процессе роста биологических культур (в частности, при делении ДНК, на поверхности мембран и др.).

### 3.3. Формирования ККС при импульсной модуляции параметров потенциальной ямы

Еще один альтернативный 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 частности, в работах [11, 13] рассмотрены особенности формирования ККС при разной структуре, длительности и амплитуде такого изменения. На рис. 8 представлена вычисленная на основе соотношений типа (18)-(19) зависимость максимального  $|r(t)|_{\max}$  и усредненного по времени  $\langle |r(t)| \rangle$  коэффициента корреляции от длительности  $\tau$  импульса частотной модуляции

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

при разной амплитуде этого импульса.

Прямой численный расчет на основе уравнений (18)-(19) 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 выше приведенным 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  $D_{r=0.9999997} = 0.3$  при  $g = 50$ .

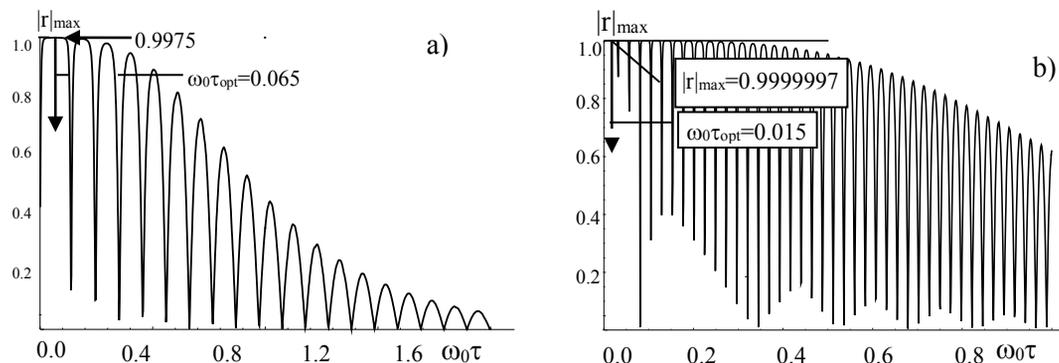


Рис. 8. Зависимость максимального  $|r(t)|_{\max}$  значения коэффициента корреляции от длительности  $\tau$  импульса частотной модуляции (18) при разной амплитуде этого импульса:  $g = 10$  (a);  $50$  (b).

Механизм формирования ККС при импульсном воздействии на частицу [11, 13] может быть реализован 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  $H(\vec{r}, t)$ , 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

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

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 грозовых разрядах на основе реакций  $d + d = T + p, d + d = {}^4He$ ,

$${}^{12}C + n = {}^3He + n', d + d = {}^4He, {}^{13}C + p = {}^{14}N, {}^{12}C + d = {}^{14}N, {}^{15}N + p = {}^{16}O, {}^{14}N + d = {}^{16}O, {}^{18}O + p = {}^{19}F, \quad (25)$$

а также известные эксперименты Р. Миллса (R. Mills, J. Lotoski, Y. Lu. Brilliant Light Power [18]) по стимулированию большого энерговыделения при электрическом разряде в газовой среде.

### 3.4. Влияние затухания и 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 больших количества продольных  $T_{jj}$  и поперечных  $\tau_{jj}$  времен релаксации, величины которых чаще всего находятся полуэмпирическим 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  $\gamma$ .

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

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

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

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

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

можно получить уравнение движения для оператора координаты  $\hat{x}$

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

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

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + 2\gamma \frac{d\varepsilon}{dt} + \omega^2(t) \varepsilon = f(t),$$

$$\varepsilon(0) = 1, \left. \frac{d\varepsilon}{dt} \right|_0 = i, \omega(0) = 1. \quad (29)$$

Это уравнение является очевидным обобщением уравнения (15).

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

Для решения конкретной задачи о процессе формирования ККС при наличии затухания, переменной частоты и стохастического воздействия мы использовали более простой метод анализа уравнения (29), связанный с преобразованием его в уравнения для соответствующих взаимных и смешанных моментов величин  $\hat{q}$  и  $\hat{p}_q$  (в безразмерном виде величин  $\varepsilon$  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

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

соответствующими усреднению по реализации случайной силы интенсивностью  $S$ .

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

$$S = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left\langle \frac{1}{\Delta t} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} f(t) f(t+\tau) dt \right\rangle_f \approx$$

$$\approx \frac{M^* \sigma n}{2\hbar \omega_0^2} \langle (\Delta v)^2 \rangle_f \langle |v| \rangle_f. \quad (31)$$

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

После введения функций

$$\mu_{00} = \varepsilon^* \varepsilon, \mu_{01} = \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt},$$

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

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  $\varepsilon$  и  $d\varepsilon/dt$ , соответствующих безразмерным координате и импульсу частицы и усреднения всех компонент этих 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

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

непосредственно следующих из начальных условий для  $\varepsilon$  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 (1) 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 [9-11], 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. 9 представлен один из многих результатов 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.

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].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная выше проблема реализации LENR на основе использования когерентных коррелированных состояний позволяет непротиворечивым образом объяснить, обосновать и численно рассмотреть все известные парадоксы LENR без применения новых радикальных гипотез, основываясь на мощном фундаменте современной квантовой теории и ядерной физики. 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 (кристаллы, аморфные тела, жидкости, газ, разнообразные живые системы и т.д.) под действием разных причин (наводороживание металлов при электролизе и при термическом воздействии, тлеющий разряд, ударные волны, электрический разряд, процессы природного метаболизма с сопутствующими биологическими явлениями 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Додонов ВВ, Манько ВИ. *Труды ФИАН*, 1987, 183:71.
2. Додонов ВВ, Климов АБ, Манько ВИ. *Труды ФИАН*, 1991, 200:56.
3. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ. Коррелированные состояния взаимодействующих частиц и проблема прозрачности кулоновского барьера при низкой энергии в нестационарных системах. *Журнал технической физики*, 2010, 80(5):23.
4. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ, Адаменко СВ. Особенности формирования и применения коррелированных состояний в нестационарных системах при низкой энергии взаимодействующих частиц. *ЖЭТФ*, 2012, 141(2):276.

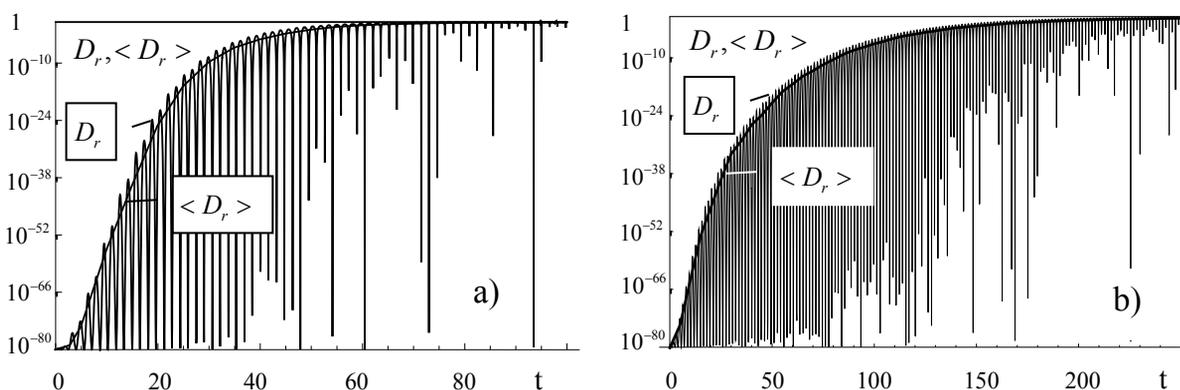


Рис. 9. Зависимость текущей  $D_r$  (осциллирующая функция) и усредненной  $\langle D_r \rangle$  (монотонная функция) вероятностей туннельного эффекта от длительности периодической модуляции частоты в случае: а) отсутствия случайной силы и наличия затухания с параметрами  $2\gamma = g = 0.1$ ; б) наличия 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  $D_{r=0} = \langle D_{r=0} \rangle = 10^{-80}$ .

5. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и увеличение прозрачности барьера при низкой энергии частиц в нестационарных системах с демпфированием и флуктуациями, *ЖЭТФ*, 2012, 142(4):627.
6. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ, Высоцкий МВ. Подбарьерное взаимодействие каналируемых частиц при автомодельном возбуждении коррелированных состояний в периодически деформированном кристалле. *Поверхность*, 2012, 4:88.
7. Vysotskii VI, Vysotskyu MV. 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 VI, Adamenko SV, Vysotskyu MV Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems. *Annals of Nuclear energy*, 2013, 62:618.
9. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Коррелированные состояния и прозрачность барьера для частиц низкой энергии при монотонной деформации потенциальной ямы с диссипацией и стохастической силой. *ЖЭТФ*, 2014, 145(4):615.
10. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и оптимизация ядерных реакций для частиц низкой энергии при нерезонансной низкочастотной модуляции потенциальной ямы. *ЖЭТФ*, 2015, 146(2):279.
11. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и оптимизация туннельного эффекта для частиц с низкой энергией при немонахроматическом и импульсном воздействии на потенциальный барьер. *ЖЭТФ*, 2015, 148(4):643.
12. Vysotskii VI, Vysotskyu MV. Coherent correlated states of interacting particles – the possible key to paradoxes and features of LENR. *Current Science*, 2015, 108(4):30.
13. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и туннелирование при низкой энергии и управляемом импульсном воздействии на частицы. *ЖЭТФ*, 2017, 152(8):234.
14. Schrödinger E. *Ber. Kgl. Akad. Wiss.*, Berlin, 1930, S24, 296.
15. Robertson HP. *Phys.Rev. A*, 1930, 35:667.
16. Letts D, Cravens D, Hagelstein PI. Low-Energy Nuclear Reactions Sourcebook. *American Chemical Society*, Washington DC, 2009, 2:81–93.
17. <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.
18. [brilliantlightpower.com/suncell](http://brilliantlightpower.com/suncell).

**Высоцкий Владимир Иванович**

*д.ф.-м.н., проф., член-корреспондент РАЕН*

Киевский национальный университет им. Т.Шевченко  
64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина  
[vivysotskii@gmail.com](mailto:vivysotskii@gmail.com)

**Высоцкий Михаил Владимирович**

*к.ф.-м.н.*

Киевский национальный университет им. Т.Шевченко  
64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина  
[mih1964@gmail.com](mailto:mih1964@gmail.com)

## UNIVERSAL MECHANISM OF REALIZATION OF NUCLEAR REACTIONS AT LOW ENERGY

**Vladimir I. Vysotskii, Mikhail V. Vysotskyu**

Shevchenko Kiev National University, <http://www.univ.kiev.ua>

64/13, Vladimirska str., Kyiv 01601, Ukraine

[vivysotskii@gmail.com](mailto:vivysotskii@gmail.com), [mih1964@gmail.com](mailto:mih1964@gmail.com)

**Abstract.** A universal method of short-term and very significant attenuation and suppression of the tunneling effect in the nuclear interaction of low-energy particles by using coherent correlated states (CCS) formed with a weak controlled pulsed or periodic action on these particles or the environment is considered. This mechanism explains all the detected features of successful nuclear physics experiments conducted at low energy: an anomalously high probability of these reactions, a very significant suppression (as compared with similar reactions at high energy) of the accompanying gamma radiation, and the complete absence of radioactive daughter isotopes, formed in these reactions.

**Keywords:** nuclear reactions at low energy, coherent correlated states, the tunnel effect

PACS: 03.65.Xp; 25.60.Pj; 25.70.-z; 25.85.Ge; 28.52.-s

*Bibliography* – 18 references

*RENSIT*, 2017, 9(1):21-36

*Received* 15.06.2017

DOI: 10.17725/rensit.2017.09.021