

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ И ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ И СВОБОДНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ

В. И. Высоцкий^{a}, М. В. Высоцкий^a, С. Барталуччи^{b**}*

*^a Киевский национальный университет им. Т. Шевченко
01601, Киев, Украина*

*^b INFN — Laboratori Nazionali di Frascati
00044, Frascati, Italy*

Поступила в редакцию 29 января 2018 г.

Рассмотрены результаты экспериментов, в которых наблюдалась интенсивная генерация альфа-частиц с энергией около 8.6 МэВ при взаимодействии медленных протонов с энергией 400–600 эВ с тонкой фольгой лития или с парами лития. Показано, что высокая эффективность этих реакций при такой небольшой энергии не может быть объяснена на основе стандартных моделей ускорительного ядерного синтеза. Представлена и рассмотрена модель реализации этих реакций за счет использования когерентных коррелированных состояний протонов, которые формируются при электростатическом взаимодействии этих движущихся частиц с полями приповерхностных атомов лития в твердотельной мишени, а также с атомами, входящими в состав молекул пара лития. Показано, что при формировании таких состояний очень резко возрастают кратковременные флуктуации энергии протонов, происхождение которых соответствует соотношению неопределенностей Шредингера–Робертсона, а амплитуда достигает 30–80 кэВ. Расчет показывает, что оптимальная энергия исходного движения протонов, при которой происходят эти процессы, а также большая вероятность реакций (Li, p) с их участием соответствуют области около 500 эВ, что полностью согласуется с данными экспериментов.

DOI: 10.1134/S0044451018090110

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди ряда актуальных задач современной физики и технологии одно из ведущих мест занимает проблема реализации управляемого ядерного синтеза. Хорошо известно, что основное препятствие в реализации беспороговых (энергетически выгодных при любой энергии) ядерных реакций с участием заряженных частиц обусловлено наличием высокого кулоновского потенциального барьера, что приводит к очевидной необходимости использовать для этой цели частицы высокой энергии. Этот естественный вывод привел к двум альтернативным методам осуществления таких реакций — использо-

ванию пучка ускоренных частиц при «ускорительном синтезе», что реализуется, например, при создании генераторов нейтронов на основе реакции (dd) в геометрии пучок–мишень или на основе аналогичных реакций (dd) или (dt) в термоядерной плазме. Первый из этих методов непригоден для производства энергии из-за того, что большая часть энергии пучка теряется на ионизацию и возбуждение атомов мишени [1–3]. Очень большие интеллектуальные и материальные усилия, предпринятые в течение последних 60 лет для реализации второй, термоядерной, модели синтеза, также не привели к положительному решению. Более того, непрерывное ужесточение требований к последующим поколениям исследовательских токамаков привело к тому, что стоимость даже единичного экземпляра такого токамака (ITER) превышает возможности самых развитых стран и он строится и будет исследоваться в течение 30 лет усилиями всего мирового сообщества. Это обстоятельство резко ограничивает

* E-mail: vivysotskii@gmail.com

** S. Bartalucci

возможность проведения конкурирующих исследований и очень сужает их интеллектуальную базу, замыкая всю работу в одном центре без гарантий успеха.

Интересно отметить следующее обстоятельство. Классическая схема реализации ядерного синтеза за счет использования частиц большой энергии явно не оптимальна, поскольку большая энергия, необходимая для преодоления кулоновского барьера, оказывается совершенно не нужной (или даже является отрицательным фактором) для реализации самой реакции. Одним из подтверждений возможности отрицательного влияния избыточной энергии исходных частиц является тот неоспоримый факт, что увеличение энергии образуемого в процессе синтеза составного ядра резко увеличивает вероятность, например, реализации «нейтронного» канала синтеза, что является одной из проблем разрабатываемых токамаков (проблема «первой стенки»), а в случае реакции синтеза с участием тяжелых ядер ведет к неизбежному возрастанию вероятности образования радиоактивных дочерних ядер.

В определенном смысле задача реализации оптимального ядерного синтеза аналогична проблеме создания сверхтяжелых ядер, для которых большая энергия, необходимая для преодоления барьера и обеспечения физического слияния исходных ядер с подходящим соотношением протонов и нейтронов, оказывается главным препятствием стабилизации этих сверхтяжелых ядер из-за избытка энергии возбужденного дочернего ядра.

2. АНОМАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА МЕДЛЕННЫХ ПРОТОНОВ С ЛИТИЕМ

Отмеченные существенные проблемы реализации реакций при высокой энергии стимулируют поиск альтернативных путей, допускающих протекание таких реакций при низкой энергии. В последние годы в лабораториях разных стран были получены очень обнадеживающие результаты, демонстрирующие возможность и эффективность таких процессов при энергии на уровне 0.025–0.2 эВ в кристаллах, низкотемпературной плазме, жидкости и других средах (например, [4, 5]). Эти процессы в определенном смысле можно рассматривать как низкоэнергетический аналог термоядерного (не ускорительного) синтеза, реализуемого, например, в токамаке. Их принципиальное отличие,

кроме очевидной аномально большой вероятности преодоления кулоновского потенциального барьера при такой низкой энергии, состоит также в очень резком подавлении сопутствующего ядерным реакциям гамма-излучения, а также в полном отсутствии радиоактивных дочерних ядер среди продуктов такого синтеза. Возможные физические процессы, способствующие таким реакциям, и универсальный механизм, объясняющий эти аномалии, связаны с автомоделным формированием когерентных коррелированных состояний хотя бы для одной из взаимодействующих частиц и рассмотрены в работах [6–15].

Следует также отметить, что существует и низкоэнергетический аналог ускорительного синтеза, состоящий в экспериментальной регистрации реакций ядерного синтеза с использованием пучка частиц с очень малой (по сравнению с типичными для стандартного ускорительного синтеза энергиями 30–100 кэВ) энергией, не превышающей несколько сотен эВ.

Достаточно подробные сведения об этих исследованиях представлены в работе [16]. Эти эксперименты проводились в нескольких специализированных и хорошо известных лабораториях США (Louisiana Accelerator Center (Lafayette), Physical Dept of North Texas Univ (Deuton) и NASA MFES Center in Huntsville) с использованием соответствующей измерительной аппаратуры, пучка ускоренных протонов с перестраиваемой низкой энергией и двух типов мишеней: твердотельной мишени в виде тонкой фольги (приблизительно 1 мм) из лития и мишени в виде насыщенных паров того же лития.

В случае твердотельной мишени и пучка протонов (ток $i_p = 50$ мкА) с энергией $E = 448$ эВ наблюдался устойчивый синтез $\text{Li}^7 + p = 2\text{He}^4 + 17.3$ МэВ со скоростью регистрации $J_0 \approx 157$ импульсов/с быстрых альфа-частиц с энергией около 8.6 МэВ. Очень существенно, что это был не кратковременный (импульсный) эксперимент, а стационарный режим с практически постоянной интенсивностью, длившийся около $\Delta t \approx 100$ с.

Легко убедиться, что этот результат невозможно объяснить, основываясь на стандартных моделях протекания ядерной реакции с участием ускоренных частиц. В частности, прямое использование стандартных формул

$$\sigma(E) = \sigma_0 D(E), \quad \sigma_0 = S(E)/E,$$

$$D(E) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M[V(q)-E]} dq \right\} \approx (1)$$

$$\approx \exp \left\{ -31 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{A}{E [\text{кэВ}]} } \right\}$$

для вероятности туннельного эффекта $D(E)$ и сечения ядерной реакции $\sigma(E)$ с участием двух частиц с зарядами $Z_1 e$ и $Z_2 e$, приведенной массой M и соответствующим массовым числом A приводит в рассматриваемом случае взаимодействия (Li^7, p) к крайне малой вероятности $D(E) \approx 10^{-50}$ и предельно малому сечению $\sigma(E) \approx 10^{-74} \text{ см}^2$. Здесь $S(E) \approx 0.5 \text{ кэВ} \cdot \text{бн}$ — астрофизический фактор для реакции (Li^7, p) с участием основного изотопа Li^7 (природное содержание 92.4%) при $E < 300 \text{ кэВ}$ [17].

Если учесть, что длина пробега протонов с такой небольшой энергией в кристалле лития со средней концентрацией атомов $\langle n_{\text{Li}} \rangle \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ даже в режиме плоскостного каналирования не превышает $\langle L \rangle \approx 10\text{--}20 \text{ нм}$, то удельная dW_f/dz и полная W_f вероятности реакции синтеза для одного протона, а также полная интенсивность реакций J для всего пучка с током $i_p = 50 \text{ мкА}$ равны очень малым величинам:

$$dW_f/dz = \sigma \langle n_{\text{Li}} \rangle \approx 3 \cdot 10^{-52} \text{ см}^{-1},$$

$$W_f \approx \langle L \rangle \sigma \langle n_{\text{Li}} \rangle \approx 10^{-58}, \quad (2)$$

$$J \approx i_p W_f \approx 10^{-43} \text{ с}^{-1}.$$

Исходя из этих оценок, следовало ожидать, что за время конкретного измерения ($\sim 100 \text{ с}$) и, образно говоря, даже за время существования Вселенной ($\approx 5 \cdot 10^{17} \text{ с}$) не должно было регистрироваться ни одной реакции синтеза, что никак не согласуется с результатами этого эксперимента (в частности, с величиной J_0).

Другая разновидность данного эксперимента была проведена теми же авторами при пропускании пучка протонов с регулируемой энергией в интервале от 50 эВ до 5 кэВ и током $i_p \geq 100 \text{ мкА}$ сквозь пары лития, образуемые в нижней части сферической камеры диаметром 17.5 дюйм. Давление воздуха в этой камере было 10^{-5} Торр .

Результаты этого эксперимента представлены на рис. 1. Видно, что процесс ядерного взаимодействия движущихся протонов с парами лития характеризуется резким пиком, положение которого соответствует энергии частиц в небольшом интервале около 500 эВ, в пределах которого максимальная ско-

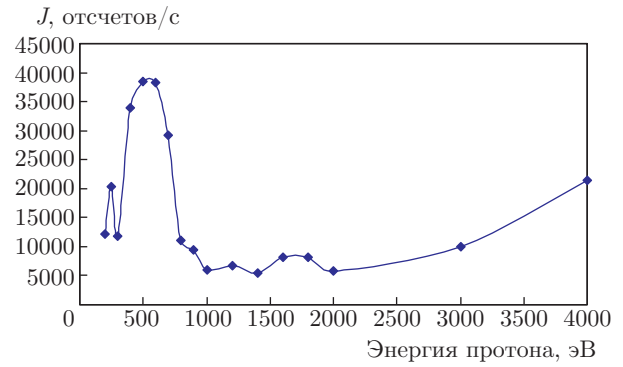


Рис. 1. Зависимость интенсивности генерации и регистрации быстрых альфа-частиц от энергии протонов, проходящих сквозь пар лития

рость регистрации альфа-частиц достигала величины $J_0 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. В этом эксперименте не проводился анализ энергетического спектра альфа-частиц, а более высокая (по сравнению с экспериментом в геометрии пучок – твердотельная мишень) скорость счета генерируемых альфа-частиц обусловлена разными значениями тока пучка протонов, а также разными типами и размерами систем регистрации.

Эти эффекты, если исходить из стандартных представлений о физике ядерных реакций, можно было бы как-то связывать с явлением резонансного туннелирования протонов сквозь потенциальный барьер, но для этого необходимо обязательное наличие резонансного уровня с энергией около 500 эВ в формируемом ядре Be^8 , которого там нет!

Ниже будет показано, что эти результаты, которые невозможно объяснить, исходя из стандартных представлений, применимых в области высоких энергий, очень хорошо согласуются с методом авторемодельного формирования когерентных коррелированных состояний движущихся протонов, который реализуется при их взаимодействии как с кристаллической решеткой, так и с отдельными молекулами, находящимися в виде паров лития.

3. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ

Среди фундаментальных базовых законов квантовой механики особое место занимает соотношение неопределенностей Гейзенберга для координаты и импульса (1927 г.),

$$\delta q \delta p \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (3)$$

и его фундаментальное обобщение, сделанное Робертсоном (1929 г.) для произвольных динамических переменных A и B с использованием операторов этих величин:

$$\delta A \delta B \geq \frac{|\langle [\hat{A}\hat{B}] \rangle|}{2}, \quad \delta K = \sqrt{\sigma_K}, \quad (4)$$

$$\sigma_K = \left(\hat{K} - \langle K \rangle \right)^2.$$

Эти соотношения, кроме выполнения эвристической и методологической роли, могут быть использованы для нахождения количественной оценки многих фундаментальных процессов, включая туннельный эффект.

В частности, из формулы (1), записанной в эквивалентной форме,

$$D(E) = \exp \left\{ -2L(E) \frac{\langle \sqrt{2M(V(q) - E)} \rangle}{\hbar} \right\} = \exp \left\{ -2L(E) \frac{\delta p}{\hbar} \right\}, \quad (5)$$

при отождествлении величины δp со среднеквадратичным эффективным радиальным импульсом частицы $\delta p = \sqrt{2M} \langle \sqrt{V(q) - E} \rangle$ с энергией E в подбарьерной области, определяемой условиями $V(q) \geq E$, $R \leq q \leq R + L(E)$, а величины δq с соответствующим выражением $\delta q \geq \hbar/2\delta p$ из (3), следует удобная оценка для вероятности туннельного эффекта:

$$D(E) \approx \exp\{-L(E)/\delta q\}. \quad (6)$$

Здесь R — радиус ядра.

Из (6) с учетом приведенного выше соотношения $\delta p = \sqrt{2M} \langle \sqrt{V(q) - E} \rangle$ видно, что большой энергии частицы E соответствует малый импульс δp и большая неопределенность $\delta q \geq \hbar/2\delta p$ области пространственной локализации частицы, а это ведет к выполнению условия $L(E) < \delta q$ и в итоге к тому, что коэффициент прозрачности кулоновского барьера, окружающего ядро, при таком условии близок к единице. В противоположном случае малой энергии частицы имеет место соотношение $L(E) \gg \delta q$, при котором коэффициент прозрачности $D(E)$ будет крайне мал.

В 1930 г. Шредингер и Робертсон независимо обобщили фундаментальное соотношение (4) и получили более общее универсальное неравенство, называемое соотношением неопределенности Шредингера – Робертсона [18, 19]:

$$\sigma_A \sigma_B \geq \frac{|\langle [\hat{A}\hat{B}] \rangle|^2}{4(1-r^2)}, \quad r = \frac{\sigma_{AB}}{\sqrt{\sigma_A \sigma_B}}, \quad (7)$$

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

в котором величина r является коэффициентом корреляции для данных переменных. Этот коэффициент определяет взаимную статистическую связь динамических переменных A и B , а также произведение дисперсий σ_K этих величин.

В случае некоррелированного состояния с $r = 0$ соотношение Шредингера – Робертсона (7) сводится к соотношениям неопределенностей Гейзенберга (3) и Робертсона (4). В частном случае $A = q$, $B = p$ соотношение (7) принимает вид существенно модифицированного соотношения неопределенностей Гейзенберга для среднеквадратичных флуктуаций:

$$\delta q \delta p \geq \frac{\hbar}{2\sqrt{1-r^2}} \equiv \frac{\hbar^*}{2}, \quad \hbar^* = \frac{\hbar}{\sqrt{1-r^2}}, \quad (8)$$

зависящего от коэффициента корреляции $r \equiv r_{pq}$.

Важность формальной замены $\hbar \rightarrow \hbar^*$ для анализа таких квантовых состояний была отмечена в работах [6–9], а затем подтверждена в [7–15].

Для простых оценок удобно использовать коэффициент эффективности корреляции

$$G = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \quad (9)$$

[20–22], который возрастает от величины $G = 1$ при $r = 0$, что соответствует отсутствию корреляции, до $G \rightarrow \infty$ при максимальной корреляции, т. е. при $|r| \rightarrow 1$. Следует отметить, что формальная замена $\hbar \rightarrow \hbar^* \equiv G\hbar$ в соотношении (8) имеет глубокий смысл, связанный с исключительной ролью постоянной Планка в квантовой механике. Фактически эта постоянная определяет масштаб проявления квантовых явлений в мире классических понятий и характеристик. Упрощенно говоря, можно утверждать, что малость этой величины свидетельствует о том, что специфические квантовые эффекты в полной мере проявляются только для микромира и их очень сложно реализовать для макромира. Формальное и очень существенное увеличение эффективной постоянной Планка $\hbar^* \equiv G\hbar$ резко сдвигает эту границу между классическими и квантовыми понятиями в сторону макромира.

Состояния, для которых $r \neq 0$, называются когерентными коррелированными состояниями (ККС). При этом то состояние, для которого неравенства (7) и (8) превращаются в тождества, традиционно называется когерентным состоянием (КС) — это сино-

ним «сжатого» состояния, характеризующегося минимальной дисперсией и максимальной близостью к классическому состоянию частицы.

Отмеченные особенности формальной замены $\hbar \rightarrow \hbar^* \equiv \hbar/\sqrt{1-r^2} \equiv G\hbar$ позволяют получить простую формулу для приближенной оценки влияния процесса формирования ККС на туннельный эффект и выражение для $D(E)$:

$$D_{r \neq 0} \approx \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{1-r^2}}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M[V(q)-E]} dq \right\} = (D_{r=0})^{\sqrt{1-r^2}} \equiv \sqrt[G]{D_{r=0}}, \quad (10)$$

которое хорошо согласуется с результатами строгого расчета величины D при $D_{r=0} \ll 1$ [10].

Из этой формулы, в частности, следует, что типичная и очень малая (при низкой энергии и больших зарядах частиц) вероятность туннельного эффекта $D_{r=0, G=1} \approx 10^{-500}$ для частицы, состояние которой приближенно соответствует плоской волне, в случае формирования ККС с $G \approx 1000$ возрастает до $D_{G=1000} \approx 0.3$. При рассмотрении альтернативной задачи о прохождении узкого гауссового волнового пакета сквозь модельный дельта-барьер и реальный кулоновский барьер [23, 24] эта вероятность качественно совпадает с (10) и отличается заменой показателя степени $\sqrt{1-r^2}$ в правой части на величину $\sqrt[3]{1-r^2} = 1/G^{2/3}$. В этом случае вероятность туннельного эффекта при тех же параметрах также очень сильно возрастет от исходной пренебрежимо малой величины $D_{G=1} \approx 10^{-500}$ до величины $D_{G=1000} \approx 10^{-5}$. Такое небольшое (в масштабе исходной крайне малой вероятности $D_{r=0, G=1}$) различие связано с тем, что случай пакета соответствует не одной волне, а суперпозиции плоских волн, характеризующих движение частицы, небольшая часть из которых может иметь большой импульс и энергию. Большая часть остальных компонент пакета имеют малые импульс и энергию и для них эта вероятность будет резко уменьшена.

Альтернативный метод приближенной оценки эффективности использования ККС для решения прикладных задач атомной и ядерной физики основывается на прямом использовании модифицированного соотношения неопределенностей Гейзенберга (8), из которого следует выражение для дисперсии импульса $(\delta p)^2 \geq G^2 \hbar^2 / 4(\delta q)^2$ и формула

$$\delta T_{|r| \neq 0}^{min} = \frac{(\delta p)^2}{2M} = \frac{G^2 \hbar^2}{8M(\delta q)^2} = \frac{G^2 \hbar^2}{2ML^2}, \quad (11)$$

определяющая нижний предел (минимальное значение) флуктуации кинетической энергии частицы, локализованной в пределах области размером $L \approx 2\delta q$. Из этого выражения видно, что при большом значении G флуктуации кинетической энергии частицы, локализованной в малой области L , очень резко возрастают. Следует подчеркнуть, что обычно [10, 14, 15] реальная величина $\delta T_{|r| \neq 0}$ значительно (во много раз) превышает ее нижний предел $\delta T_{|r| \neq 0}^{min}$. Соответствующие оценки будут сделаны ниже.

Еще одна наглядная иллюстрация аналогичного возрастания флуктуаций энергии может быть получена из разновидности формулы (10) в случае конкретизации явного вида кулоновской потенциальной энергии при взаимодействии двух ядер:

$$D_{r \neq 0} \approx \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{1-r^2}}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M[V(q)-E]} dq \right\} \approx \exp \left\{ -31Z_1Z_2\sqrt{1-r^2} \sqrt{\frac{A}{E \text{ [кэВ]}}} \right\} \equiv \exp \left\{ -31Z_1Z_2\sqrt{\frac{A}{G^2E \text{ [кэВ]}}} \right\}. \quad (12)$$

Из этой формулы видно, что наличие ККС с большим коэффициентом эффективности корреляции эквивалентно возрастанию энергии частицы в G^2 раз до величины G^2E , что совпадает с оценкой на основе формулы (11).

Данная интерпретация нуждается в комментариях и уточнении. Необходимо учесть, что выражения (1), (10) и (12) для вероятности туннельного эффекта характеризуют одномерное движение частицы в направлении потенциального барьера, а величина E , входящая в эти выражения (как и коэффициент корреляции r , входящий в (10) и (12)), определяет энергию и состояние частицы, связанные именно с этим движением. Это существенное обстоятельство всегда нужно учитывать при использовании этой формулы.

Физическая причина увеличения прозрачности связана с резким возрастанием амплитуды флуктуаций импульса и кинетической энергии частицы, находящейся в оптимальном суперпозиционном состоянии. Это возрастание обусловлено взаимным усилением (конструктивной интерференцией) всей совокупности парциальных взаимно-фазированных флуктуаций кинетической энергии и импульса, соответствующих разным собственным состояниям

этой суперпозиции. Итогом такой интерференции является формирование непрерывно повторяющихся гигантских флуктуаций кинетической энергии, достаточных для прохождения сквозь высокий и широкий потенциальный барьер. Очевидно, что такое гигантское возрастание величины $D_{r=0} \rightarrow D_{|r| \rightarrow 1}$ приводит к очень значительному увеличению сечения и вероятности ядерных реакций с участием этих частиц. Замечательной особенностью такого процесса является то обстоятельство, что увеличение амплитуды флуктуаций импульса и энергии непосредственно не связано с увеличением средней энергии частицы, находящейся в ККС, которая может оставаться малой. Следует также учесть, что ККС частицы не требует ее обязательного нахождения в потенциальной яме. Такое состояние может быть и у свободно движущегося волнового пакета (см., например, [23]), если обеспечить оптимальные фазовые соотношения у его спектральных компонент.

Интересно отметить, что формирование ККС и генерация гигантских флуктуаций импульса и энергии имеют прямую аналогию с процессом генерации гигантских сверхкоротких лазерных импульсов в многомодовом лазерном резонаторе, содержащем активную среду с широкой полосой люминесценции и систему пассивной или активной синхронизации разных лазерных мод.

Главная задача при осуществлении такого процесса состоит в реализации наиболее оптимального метода взаимной фазировки собственных функций суперпозиционного состояния. Наиболее простой, наглядный и эффективный метод формирования ККС связан с разными режимами модуляции параметров нестационарного гармонического осциллятора, в параболическом поле (параболической яме) которого находится рассматриваемая частица. Если это касается частицы в реальной потенциальной яме, то модуляция может относиться как к ее ширине, так и к глубине. Если этот эффективный осциллятор соответствует заряженной частице в магнитном поле, то процесс модуляции соответствует изменению напряженности поля.

Очевидно, что эффективность формирования ККС зависит также от режима модуляции. Этот процесс может быть осуществлен при монотонном асимптотическом убывании или возрастании частоты осциллятора [10, 11, 14, 15], при импульсном законе изменения этой частоты с кратковременным ее увеличением (или уменьшением) и возвратом в исходное состояние [21, 25], а также при модуляции параметров ямы на оптимальной частоте [11–15] и

на низкой нерезонансной частоте (включая режим монохроматического воздействия) [26]. Каждый из этих режимов модуляции может быть реализован в различных физических системах. Кроме того, в реальных физических системах необходимо учитывать механизмы дефазирования этих собственных состояний как из-за неконтролируемых флуктуаций параметров самого осциллятора, так и из-за стохастического действия ближнего окружения, что можно трактовать как действие случайной силы [20, 21, 26].

Общие закономерности формирования ККС могут быть получены из решения нестационарного уравнения Шредингера с использованием нестационарного параболического потенциала $V(q, t) = M\omega^2(t)q^2/2$ с заданным законом изменения частоты $\omega(t)$. Используя это решение могут быть найдены [7–15] коэффициент корреляции

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

и коэффициент сжатия k , определяющий отношение дисперсий комплексных безразмерных координат ε и импульса $d\varepsilon/dt$ частицы,

$$k = \frac{\sigma_q}{\sigma_p} = \left| \frac{\varepsilon}{d\varepsilon/dt} \right|^2, \quad (14)$$

а также соответствующие дисперсии этих величин

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

В этих формулах $\varepsilon(t)$ — безразмерная (нормированная на $q_0 = \sqrt{\hbar/M\omega_0}$) комплексная координата частицы, которая является решением уравнения движения классического осциллятора с переменной частотой,

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \omega^2(t)\varepsilon = 0, \quad \varepsilon(0) = 1, \quad (16)$$

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

$\omega(t)$ — безразмерная частота, нормированная на характерную частоту ω_0 , t — безразмерное (нормированное на ω_0^{-1}) время.

При наличии затухания и случайной силы решение соответствующего нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом Калдиrola–Канаи [27, 28], который учитывает действие внешней силы $F(t)$ и феноменологической силы торможения F_d на

частицу, находящуюся в параболическом потенциале, сводится к решению системы уравнений для моментов второго порядка

$$m_{00} = \langle \varepsilon^* \varepsilon \rangle, \quad m_{01} = \left\langle \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle, \quad (17)$$

$$m_{10} = m_{01}^* = \left\langle \frac{d\varepsilon^*}{dt} \varepsilon \right\rangle, \quad m_{11} = \left\langle \frac{d\varepsilon^*}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle$$

безразмерных координаты ε и импульса $d\varepsilon/dt$ частицы при наличии случайной силы $f(t)$. Явный вид этой системы и соответствующие решения при разных режимах модуляции частоты приведены в работах [12, 20, 21, 26].

При заданном законе изменения частоты осциллятора $\omega(t)$ коэффициент корреляции может быть определен с использованием решений системы уравнений для моментов:

$$r(t) = \frac{m_{01} + m_{10}}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}} \equiv \frac{m_{01} + m_{01}^*}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}}. \quad (18)$$

В предыдущих работах исследовался процесс автоматического формирования ККС при нахождении частицы в разных средах и системах (в частности, в металлгидридах, на поверхности металла при воздействии на нее слабого резонансного излучения терагерцевого диапазона, в кристаллах [14, 22], в биомолекулах [29, 30], на барьере под влиянием изменяющейся температуры [31], в изменяющихся магнитных полях [25], при взаимодействии колеблющихся атомов разной массы в кристаллической решетке [32] и др.).

Среди возможных методов формирования ККС наиболее фундаментальным и важным для понимания этих процессов является метод гармонической модуляции параметров нестационарного гармонического осциллятора

$$\omega(t) = \omega_0 (1 + g \cos \Omega t) \quad (19)$$

с исходной частотой $\omega_0 = \omega(t = 0)$. Подробный расчет [11–15] показал, что при таком методе воздействия на осциллятор процесс возрастания коэффициента корреляции $r(t)$ при формировании ККС носит четко выраженный резонансный характер и реализуется (с наибольшей эффективностью) на параметрической $\Omega \approx 2\omega_0$ и (с существенно меньшей эффективностью) резонансной $\Omega \approx \omega_0$ частотах. Важно отметить, что полуширина резонанса функции $r(t)$ на основной частоте $\Omega \approx \omega_0$ очень мала ($|\delta\Omega| \ll \ll g\omega_0$), а параметрический резонанс характеризуется большой амплитудой резонансной кривой, имеющей плоскую вершину шириной $|\delta\Omega| = 2g\omega_0$. Этот результат представлен на рис. 2.

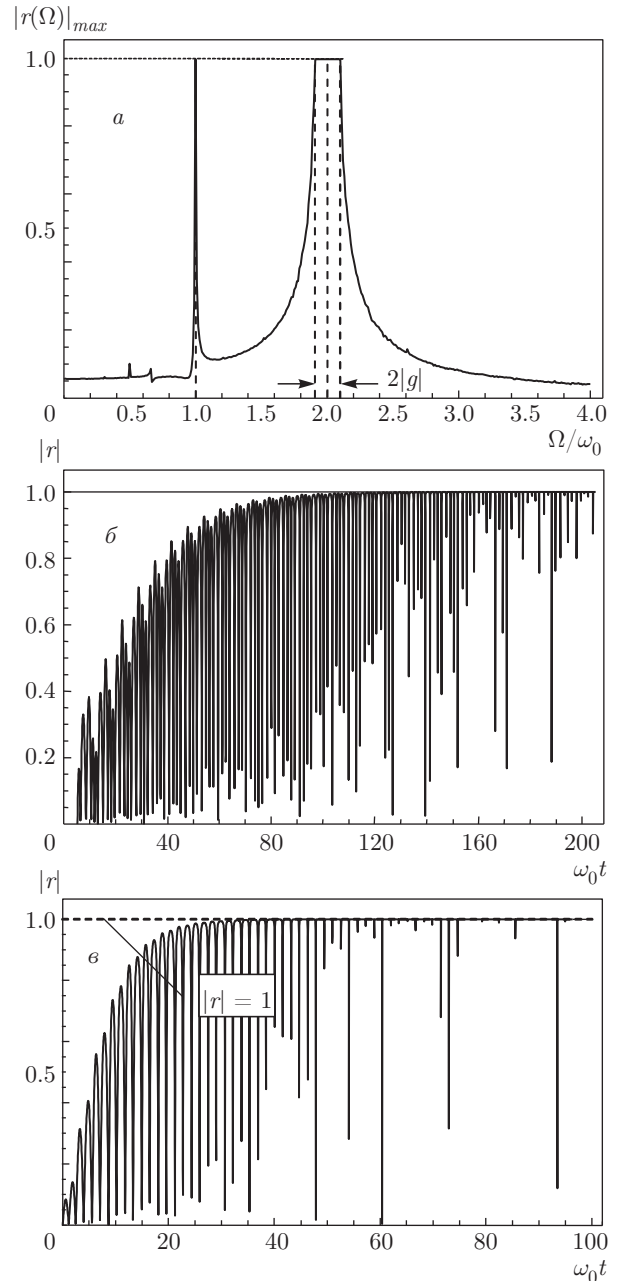


Рис. 2. а) Резонансная структура зависимости максимума коэффициента корреляции от частоты модуляции Ω параметров потенциальной ямы. б, в) Зависимости коэффициента корреляции от времени при модуляции на основной частоте $\Omega = \omega_0$ при $g = 0.2$ (б) и на частоте параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_0$ при $g = 0.1$ (в)

Важно отметить, что в том случае, когда модуляция параметров осциллятора соответствует импульсной, ступенчатой или другой негармонической зависимости, оптимальные параметры этой зависимости определяются из условия обеспечения максимальной амплитуды фурье-компоненты на частоте

$\Omega \approx 2\omega_0$ в спектре этой зависимости! Это важное условие помогает находить оптимальный метод воздействия на систему при формировании ККС.

Ниже проводится анализ эффективности метода ККС применительно к условиям рассмотренных выше экспериментов с участием протонов и лития.

4. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ККС ПРИ УПОРЯДОЧЕННОМ ДВИЖЕНИИ МЕДЛЕННЫХ ПРОТОНОВ ВНУТРИ КРИСТАЛЛА ИЛИ В ПОЛЕ ОТДЕЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ

4.1. Формирование ККС и ядерный синтез при движении медленных протонов в приповерхностном слое кристалла

Рассмотренные выше особенности и аномалии ядерных реакций с участием медленных протонов и ядер изотопа Li^7 хорошо объясняются при использовании метода ККС. В качестве иллюстрации рассмотрим возможность и эффективность этого метода применительно к заряженной частице (протону), который движется со скоростью v сквозь канал, образованный последовательностью периодически расположенных N пар атомов (фрагментом кристаллической решетки), попарно ориентированных перпендикулярно направлению движения частицы и находящихся в точках $z_n = (n-1/2)a_z$, $n = 1, 2, \dots$. Соответствующая структура представлена на рис. 3 для разного количества пар атомов (молекула, молекулярный кластер и часть кристалла).

По аналогии с физикой каналирования положительно заряженных частиц электрическое поле внутри этого канала приближенно можно описать параболическим (в поперечном направлении) потенциалом. Отличие от «традиционного» каналирования, которое справедливо только для достаточно быстрых частиц и использует в качестве базовой модели усредненный в продольном направлении атомный потенциал кристаллических осей и плоскостей, состоит в том, что при данном анализе используется реальный (не усредненный) периодический потенциал $V(x, z) = V(x, z \pm a_z)$ с периодом a_z в направлении движения частицы. Учет этих особенностей соответствует тому, что характер движения частицы в поле $V(x, z)$ соответствует неоднородному гармоническому осциллятору, потенциальная энергия которого может быть аппроксимирована простой периодической функцией:

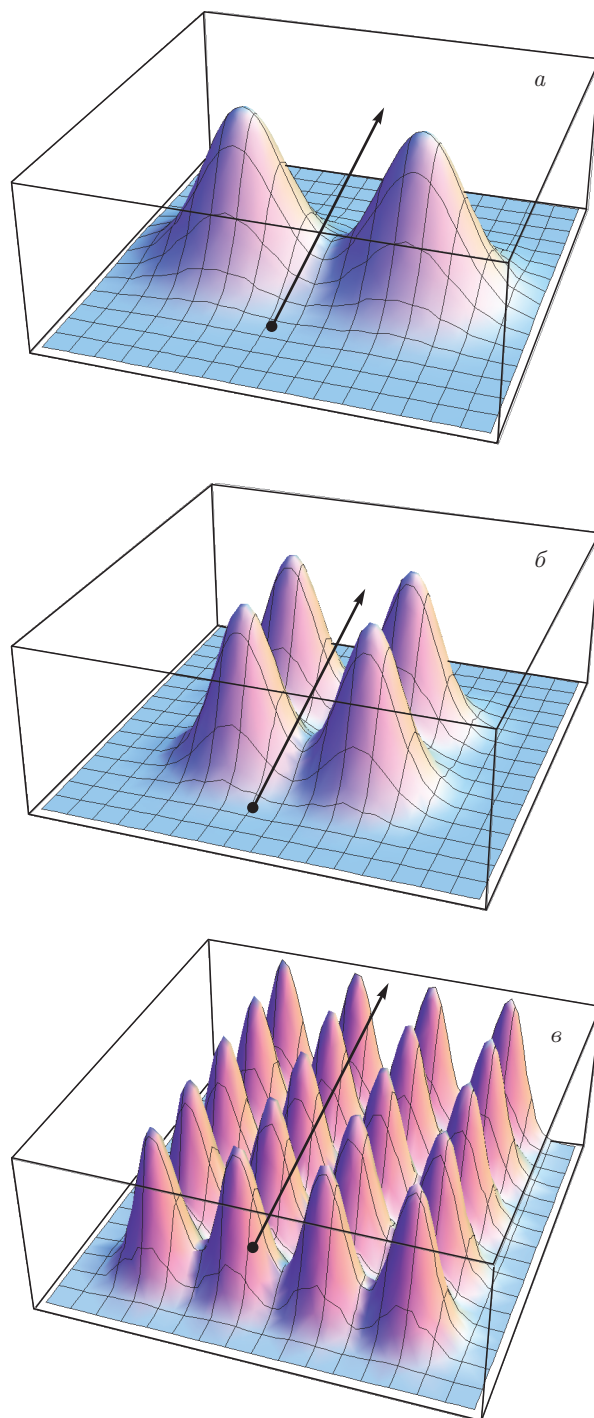


Рис. 3. Схемы движения заряженной частицы относительно системы потенциальных барьеров атомов в двухатомной молекуле (а), в кластере из двух молекул (б) и в кристалле (в)

$$V(x, z) = \frac{m_p x^2 \omega^2(z)}{2} \equiv \frac{m_p x^2 \omega_{max}^2}{2} \times \sum_{n=1}^N \exp \left\{ -\frac{[z - (n - 1/2)a_z]^2}{u^2} \right\}, \quad (20)$$

$|x| \leq a_x, \quad z \geq 0.$

В этой формуле конкретный выбор зависимости потенциальной энергии $V(x, z)$ от продольной координаты z соответствует тому, что координата крайней пары атомов решетки равна $z_1 = a_z/2$, а влияние поля этих атомов на движущуюся частицу начинается при $z = 0$, что равно половине периода решетки перед первой парой атомов.

При переходе в сопутствующую систему координат движение частицы в таком поле примерно соответствует нестационарному гармоническому осциллятору с переменной частотой

$$\omega(t) = \omega_{max} \left\{ \sum_{n=1}^N \exp \left[-\left(\frac{v}{a_z} t + \frac{1}{2} - n \right)^2 K^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad K = \frac{a_z}{u}, \quad t \geq 0. \quad (21)$$

Здесь a_x и a_z — расстояние между атомами соответственно в поперечном и продольном направлениях, u — радиус экранирования потенциала около каждого атома, ω_{max} — локальная частота колебаний частицы в точках с продольной координатой $z_n = (n - 1/2)a_z, n = 1, 2, \dots$, соответствующей максимальному значению модельного параболического потенциала.

Если сопоставить для удобства эти параметры с характерной средней частотой $\langle \omega(t) \rangle \equiv \omega_{chan}$ колебаний частицы, равной частоте ω_{chan} каналирования в усредненной по продольной координате потенциальной яме параболического канала $\langle V(x, z) \rangle_z$, состоящей из тех же атомов, то из условия

$$\langle V(x, z) \rangle_z = \frac{m_p x^2 \omega_{chan}^2}{2} \quad (22)$$

находим

$$\langle \omega \rangle = \omega_{max} \sqrt{\frac{u\sqrt{\pi}}{a_z}} = \omega_{max} \sqrt{\frac{\sqrt{\pi}}{K}},$$

$$\omega_{max} = \sqrt{\frac{8\langle V_{max} \rangle K}{a_x^2 m_p \sqrt{\pi}}}, \quad (23)$$

$$\langle V_{max} \rangle \equiv \left\langle V \left(x = \pm \frac{a_x}{2}, z \right) \right\rangle,$$

$$\omega(t=0) = \omega_{max} e^{-K^2/8} = \langle \omega \rangle \sqrt{K/\sqrt{\pi}} e^{-K^2/8}.$$

Расчет коэффициента корреляции при движении частицы внутри кристалла между двумя осями с периодически расположенными атомами проводился на основе решения уравнений (12)–(16) при использовании явной зависимости переменной частоты $\omega(t)$ от времени (21). Расчет проведен для начального участка траектории частицы, содержащего четыре пары атомов и при использовании соотношения параметров $a_z = 5u, K = 5$, что близко к параметрам кристалла лития. Результаты расчета представлены на рис. 4.

Использовалась следующая методика расчета. Вначале, исходя из условия обеспечения максимального значения среднего коэффициента корреляции $\langle |r(z)| \rangle$ в конце рассматриваемого фрагмента канала (в пределах четвертого периода кристаллической решетки), находилась оптимальная скорость частицы, которая оказалась равной $v_{opt} \approx 2a_z \langle \omega \rangle$. Эта скорость в сопутствующей системе координат характеризует частоту изменения (частоту модуляции) параметров нестационарного гармонического осциллятора. Второй (намного более слабый) максимум процесса формирования ККС соответствует скорости $v_{opt} \approx a_z \langle \omega \rangle$ и в два раза меньшей частоте модуляции. Этот результат полностью соответствует рассмотренному выше общему случаю формирования ККС с помощью строго периодической модуляции параметров осциллятора, зависимости для которого представлены на рис. 2. Исходя из этого, очевидна причина существования таких максимумов коэффициента корреляции: таким скоростям в движущейся системе координат соответствуют максимумы фурье-компонент периодического потенциала системы атомов на нужных частотах основного и параметрического резонансов, которые наиболее эффективно формируют ККС.

Далее, с использованием этих результатов из той же системы уравнений находилось текущее значение коэффициента корреляции $r(t)$ для частицы, движущейся со скоростью v_{opt} , во всем интервале времени, начиная с момента влета частицы в канал.

Из полученных данных видно, что при использовании частиц с оптимальной скоростью, соответствующей параметрическому резонансу, имеет место очень быстрое возрастание коэффициента корреляции с увеличением координаты. В частности, из рис. 4d следует, что при таком условии коэффициент корреляции движущегося протона к концу четвертого периода решетки будет характеризоваться величиной $|r(z \approx 4a_z)| \approx 1-10^{-9}$, что соответствует очень большому коэффициенту эффективности корреляции $G \approx 25000$.

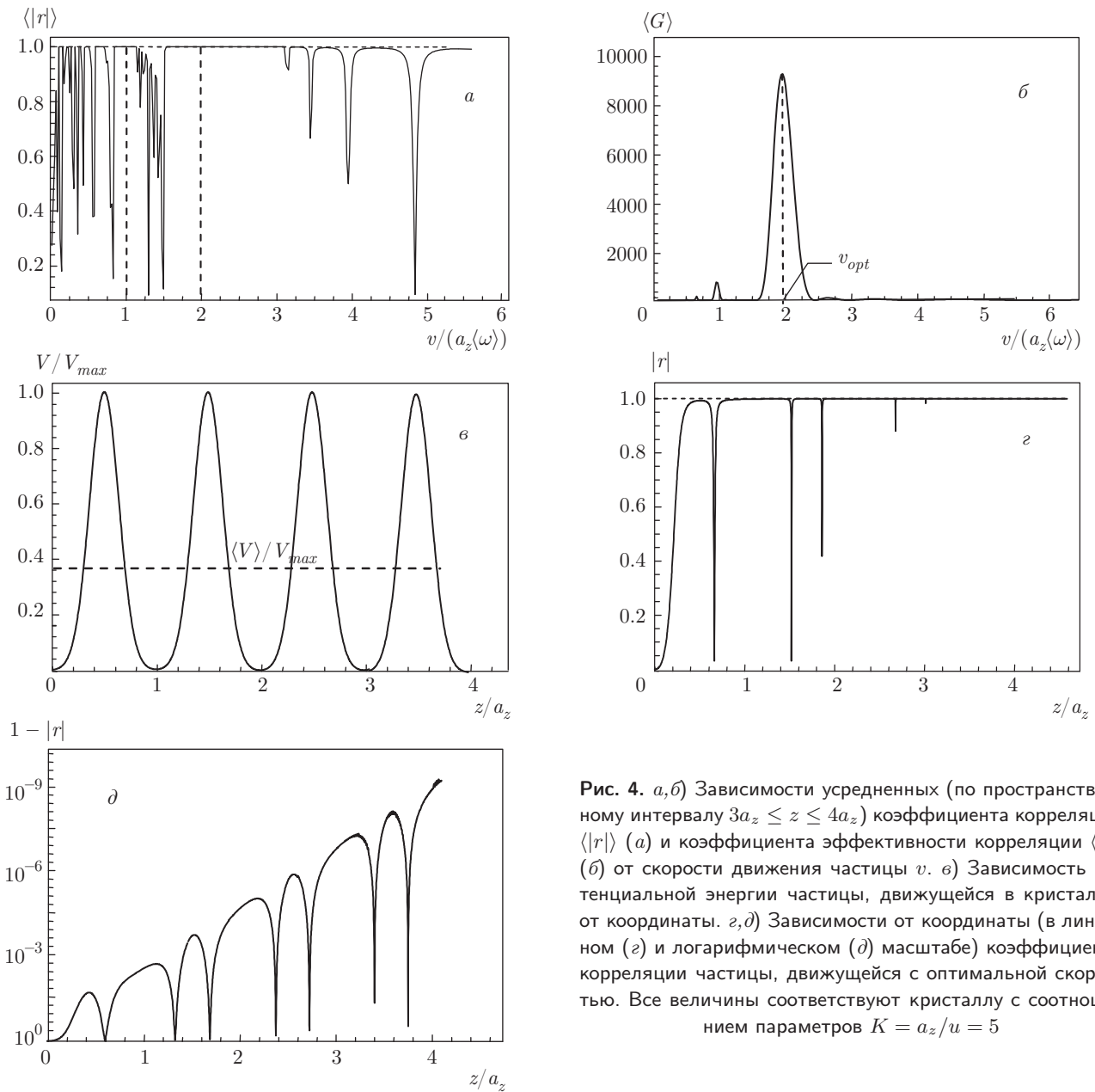


Рис. 4. *a, б)* Зависимости усредненных (по пространственному интервалу $3a_z \leq z \leq 4a_z$) коэффициента корреляции $\langle|r|\rangle$ (*a*) и коэффициента эффективности корреляции $\langle G \rangle$ (*б*) от скорости движения частицы v . *в)* Зависимость потенциальной энергии частицы, движущейся в кристалле, от координаты. *г, д)* Зависимости от координаты (в линейном (*г*) и логарифмическом (*д*) масштабе) коэффициента корреляции частицы, движущейся с оптимальной скоростью. Все величины соответствуют кристаллу с соотношением параметров $K = a_z/u = 5$

Структура металлического лития соответствует объемно-центрированной кубической решетке с периодом 3.5 \AA и расстоянием между ближайшими ядрами 3.03 \AA . Если использовать эти параметры ($a_z = (3-3.5) \text{ \AA}$ и $u \approx 0.4-0.5 \text{ \AA}$, $\langle V \rangle \approx 20 \text{ эВ}$), то средняя частота (равная частоте каналирования в усредненном потенциале кристаллического канала) оказывается равной $\langle\omega\rangle \equiv \omega_{chan} \approx (5-6) \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, а оптимальная кинетическая энергия протонов, обеспечивающая максимально эффективное возрастание коэффициента корреляции, равна

$$T_{opt} = \frac{m_p v_{opt}^2}{2} = 2m_p a_z^2 \langle\omega\rangle^2 \approx 400-600 \text{ эВ}, \quad (24)$$

что очень хорошо согласуется с данными рассмотренных выше экспериментов.

Если использовать точную формулу (11) для оценки нижнего предела $\delta T^{(min)}$ флуктуации энергии частицы, локализованной в потенциальной яме шириной $L \leq a_x = (2.5-3.5) \text{ \AA}$, то в случае протона с $M = m_p$ и с учетом полученной величины $G \approx 25000$ находим

$$\delta T^{(min)} \geq \frac{G^2 \hbar^2}{8M(\delta q)^2} = \frac{G^2 \hbar^2}{2m_p a_x^2} \approx 80-50 \text{ кэВ}. \quad (25)$$

Даже при такой минимальной энергии вероятность туннельного эффекта $D(E)$ и сечения ядерной реакции $\sigma(E)$ с участием протона и ядра лития резко возрастают до величин

$$D(\delta T^{(min)}) \geq 10^{-4}, \quad \sigma_{Li+p}^{(min)} = \sigma_0(\delta T^{(min)}) \times \\ \times D(\delta T^{(min)}) \geq 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (26)$$

Необходимо отметить, что реальная флуктуация энергии может намного превосходить величину $\delta T^{(min)}$ (25). В частности, с использованием формулы (10) можно оценить реальное значение этих параметров, что приводит к величинам

$$D \approx 10^{-2}, \quad \sigma_{Li+p} = \sigma_0 D \geq 10^{-28} \text{ см}^2. \quad (27)$$

При таком сечении реакции удельная вероятность dW_f/dz реакции (Li^7, p) синтеза для одного протона, а также полная интенсивность реакций J пучка протонов с поверхностными атомами при токе $i_p = 50$ мкА определяются величинами

$$dW_f/dz = \sigma \langle n_{Li} \rangle \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}, \quad (28)$$

$$J = \sigma_{Li+p} i_p \langle n_{Li} \rangle \langle L \rangle \approx 1000 \text{ реакций/с},$$

близкими к данным рассмотренных выше экспериментов [16].

Следует отметить, что очень быстрое (в пределах нескольких периодов кристаллической решетки) формирование ККС позволяет не принимать во внимание торможение протонов и их столкновения с атомами решетки при движении в кристалле. При необходимости рассмотрения более длинных траекторий можно использовать рассмотренную в работе [12] модификацию процесса формирования ККС с учетом этих эффектов. В работах [12, 20, 21, 26] показано, что такие эффекты могут замедлять процесс формирования ККС, но не останавливают его.

4.2. Особенности формирования ККС и ядерные реакции при взаимодействии медленных протонов с молекулами и кластерами в парах лития

Рассмотрим возможность применения метода ККС к процессу взаимодействия медленных частиц с отдельными свободными молекулами или небольшими молекулярными комплексами, которые образуются при испарении лития. Выше были рассмотрены очень интересные и удивительные результаты экспериментов [16] по стимулированию ядерного синтеза в таких процессах, которые невозможно объяснить, исходя из «стандартных» представлений ускорительного ядерного синтеза.

В зависимости от температуры и давления в составе насыщенного пара лития могут присутствовать как одноатомные молекулы (фактически атомы), так и двухатомные молекулы и более сложные комплексы. Для примера, в случае близкого по химическим свойствам натрия доля двойных и более

сложных молекул в составе пара с увеличением температуры резко возрастает, достигая 50 % при атмосферном давлении и температуре $T = 2000$ К.

Другая тенденция соответствует кристаллу LiF, для которого в составе насыщенного пара доля парных молекул $(LiF)_2$ при возрастании температуры в интервале от 900 К до 1600 К уменьшается от 60 % до 40 %, оставаясь тем не менее очень большой.

Необходимо отметить, что среди всех щелочных металлов именно литий отличается большой энергией ковалентной связи атомов, образующих как простую молекулу Li_2 , так и более сложные молекулы типа $(Li_2)_N$, а также кристалл металлического лития. Для молекулы Li_2 эта энергия равна 13 ккал/моль (0.56 эВ на молекулу), а для металлического кристалла лития — 25.8 ккал/моль (1.12 эВ), что значительно превышает энергию связи в кристаллах натрия (17.5 ккал/моль, 0.76 эВ) и калия (11.9 ккал/моль, 0.52 эВ).

Исходя из этих данных, можно с уверенностью утверждать, что в составе паров лития будет присутствовать очень большое количество молекул Li_2 и $(Li_2)_2$. Расстояние между ядрами в молекуле лития равно 2.67 Å. Потенциальную энергию в объеме каждой из этих молекул также можно трактовать как основу нестационарного гармонического осциллятора для движущейся сквозь молекулу заряженной частицы и, следовательно, при таком движении возможно формирование когерентных коррелированных состояний.

Расчет такого процесса можно провести с помощью тех же базовых уравнений (12)–(16) и при использовании явной зависимости от времени переменной частоты $\omega(t)$ (21) в системе покоя частицы при формальном условии $N = 1$. Для сопоставимости результатов в случае отдельной молекулы и кристалла расчет проводится для такого интервала нахождения частицы в поле молекулы, который соответствует одному периоду a_z в кристалле. Результаты численного расчета для трех вариантов комбинации параметров молекулы ($K = a_z/u = 3, 4, 5$) представлены на рис. 5. Эти расчеты проведены с использованием той же методики, что и в рассмотренном выше случае взаимодействия протонов с кристаллами: вначале ищется оптимальная скорость частицы, при которой средний коэффициент корреляции $\langle |r(t)| \rangle$ имеет максимальное значение, а затем для этой оптимальной скорости находится текущее изменение коэффициента корреляции, формируемой в течение короткого времени пролета частицы.

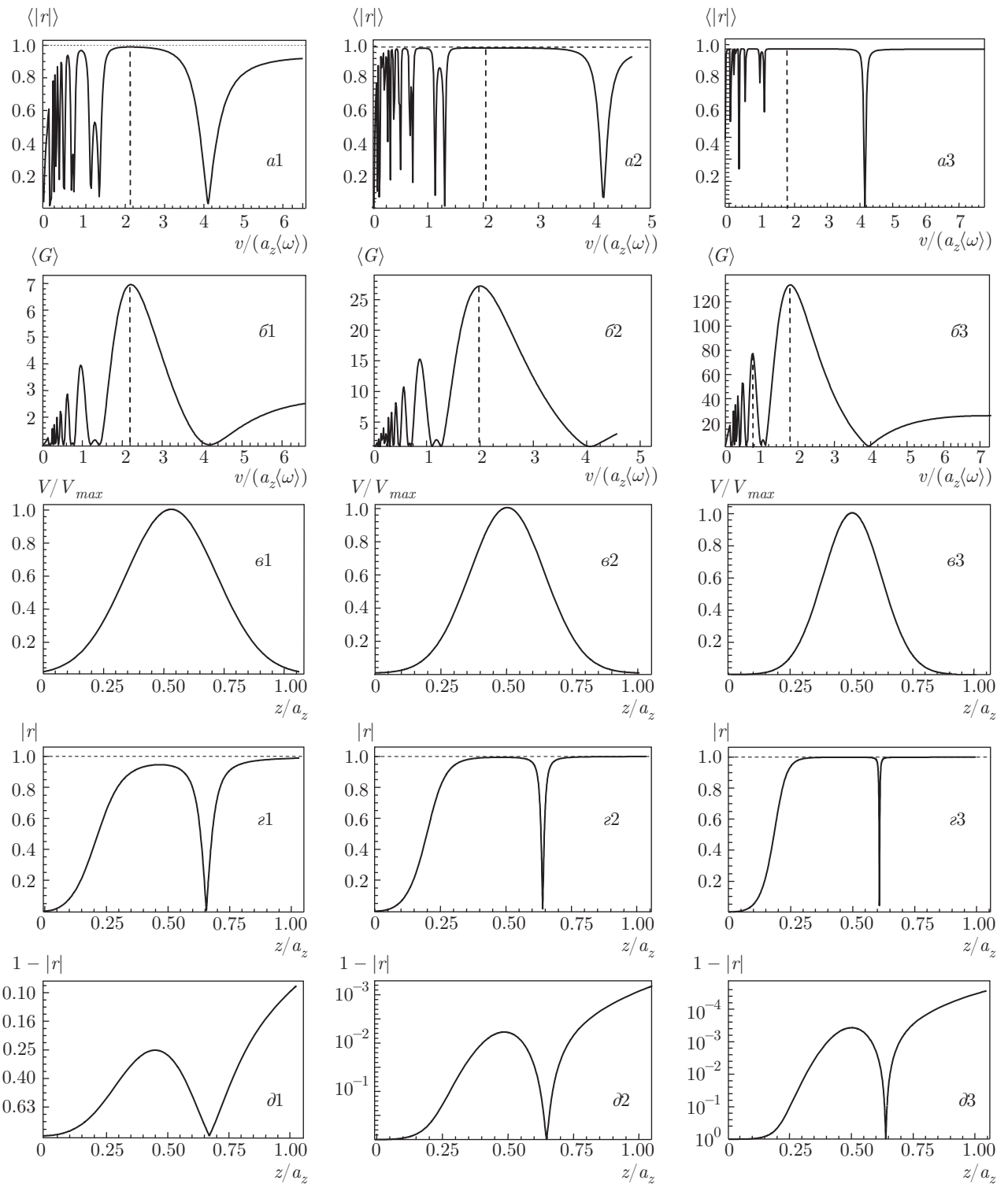


Рис. 5. *a, б*) Зависимости усредненных (по пространственному интервалу $0.95a_z \leq z \leq a_z$) коэффициента корреляции $\langle |r| \rangle$ (*a*) и коэффициента эффективности корреляции $\langle G \rangle$ (*б*) от скорости движения частицы v . *в*) Продольная структура потенциальной энергии протона, движущегося сквозь двухатомную молекулу. *г, д*) Зависимости от координаты (в линейном (*г*) и логарифмическом (*д*) масштабе) коэффициента корреляции частицы, движущейся с оптимальной скоростью. Все величины соответствуют двухатомным молекулам с отношением параметров $a_z/u = 3$ (*a1-д1*), 4 (*a2-д2*), 5 (*a3-д3*)

Из этих результатов следует, что оптимальная скорость и энергия частицы отличаются от величин в случае кристалла и имеют разные значения для разных отношений a_z и u . В частности, при использовании тех же параметров атомов, что и в случае кристалла лития, находим

$$\begin{aligned} K = 6, \quad T_{opt} &\approx 400\text{--}450 \text{ эВ}; \\ K = 5, \quad T_{opt} &\approx 500\text{--}550 \text{ эВ}; \\ K = 4, \quad T_{opt} &\approx 600\text{--}650 \text{ эВ}. \end{aligned} \quad (29)$$

Эти значения оптимальной энергии частицы очень хорошо согласуются с данными экспериментов по реализации реакции (Li^7, p) , протекающей при прохождении слабо ускоренных протонов сквозь пары лития.

Физическая причина различия значений $T_{opt} = m_p v_{opt}^2/2$ для разных K и их небольшого отличия от величин в случае взаимодействия протонов с кристаллом связана с рассмотренными выше особенностями формирования ККС при модельной модуляции параметров нестационарного осциллятора монохроматическим воздействием. Выше было отмечено, что максимальная вероятность такого процесса соответствует условию, когда частота модуляции в два раза больше средней частоты колебаний частицы в данной потенциальной яме в отсутствие модуляции.

В случае одиночных молекул спектр модуляции в движущейся с частицей системе координат соответствует непрерывному спектру нормированного одиночного импульса (для гауссова распределения потенциальной энергии спектр также будет гауссовым). В случае неограниченного кристалла спектр модуляции характеризуется набором дискретных линий, частоты которых определяются периодом решетки и скоростью частицы. Все эти линии расположены внутри контура спектра одиночного импульса. В случае конечного фрагмента кристаллической решетки каждая из дискретных линий спектра становится уширенной и характеризуется полосой, обратной длине фрагмента. Из этих закономерностей спектрального анализа очевидно, что оптимальной является такая скорость, при которой необходимая спектральная компонента из состава фурье-спектра потенциальной энергии имеет максимальное значение. Очевидно, что при разных значениях параметра u это условие для разных фрагментов потенциального поля будет выполняться при немного отличных скоростях и энергиях частицы и только при рассмотрении очень протяженной решетки они будут точно совпадать.

Из результатов, представленных на рис. 5, видно, что при наиболее оптимальном (из числа рассмотренных) соотношении параметров $K = 6$, которые близки к параметрам реальной молекулы Li_2 , коэффициент корреляции при пролете протона с такой энергией сквозь молекулу лития достигает величины $|r|_{max} \approx 0.99995$, которой соответствует коэффициент эффективности корреляции $G_{max} \approx 100$. При этом значении G_{max} сечение и вероятность реакции (Li^7, p) будут очень большими.

Для такого вывода нужно учесть, что процесс эффективного квантования движущегося протона в нестационарной потенциальной яме, существующей внутри молекулы, относится только к поперечной компоненте импульса $p_x = p \sin \theta$, зависящей от угла θ влета частицы в пространство между атомами, и, соответственно, к поперечной энергии, связанной с этой компонентой. Следует напомнить, что процесс формирования ККС также относится именно к этим поперечным компонентам импульса и кинетической энергии. Если исходная поперечная компонента полной кинетической энергии $T_{opt} \approx 400\text{--}600$ эВ равна, например, величине $T_x = p_x^2/2m_p = 1\text{--}10$ эВ (для этого протон должен падать под углом $\theta \approx 2^\circ\text{--}10^\circ$ к перпендикуляру к оси молекулы), то эффективная флуктуация этой энергии, образуемая в процессе формирования ККС, соответствует $\delta T \approx G^2 T_x \approx 10\text{--}100$ кэВ. Это обеспечивает высокую эффективность реакции синтеза даже на отдельных молекулах и хорошо согласуется с данными экспериментов с парами лития, представленными на рис. 1. Реальная эффективность синтеза может быть получена при усреднении по взаимной ориентации молекул лития и пучка протонов.

Для модельного кластера, состоящего из двух молекул Li_2 , коэффициент корреляции при пролете протона с энергией $T_{opt} \approx 400\text{--}600$ эВ (рис. 2) при том же, близком к реальному, значении $K = 6$, достигает величины $|r|_{max} \approx 0.999999$, которой соответствует коэффициент эффективности корреляции $G_{max} \approx 700$, что обеспечивает очень высокую эффективность ядерного синтеза.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ возможности формирования и использования когерентных коррелированных состояний при нестационарном взаимодействии движущихся протонов низкой энергии с кристаллами или отдельными молекулами лития показывает, что в таких автотомельных процессах выполняются условия реализации эффективного ядерного синтеза, которые невозможны с точки зрения «стандарт-

ного» формализма ядерного ускорительного синтеза, применимого при большой энергии частиц. Особо следует отметить, что данный метод при рассмотрении конкретного эксперимента обеспечивает не просто качественное обоснование большой вероятности реакции синтеза при малой энергии поступательного движения протонов, но и очень хорошее количественное совпадение результатов расчета оптимальной энергии частицы с данными эксперимента и наличием резонанса реакции при энергии около 500 эВ.

Эти результаты показывают, что многие парадоксы ядерной физики, возникающие при взаимодействии частиц с низкой энергией, могут быть успешно разрешены без привлечения каких-либо радикальных гипотез.

Важным является то обстоятельство, что метод ККС позволяет единым образом описать ядерные процессы при низкой энергии, протекающие в разных средах (кристаллы и аморфные тела [4, 10–15], жидкость [33], пар и газ [25], низкотемпературная плазма [5], биологические молекулы [29, 30] и даже гамма-распад в экранированных системах [34]), для легких, средних и тяжелых ядер при действии совершенно разных причин и факторов воздействия (процесс наводороживания металлов при электролизе, тлеющий разряд возле поверхности электродов, ударные волны, использование частиц низкой энергии, электрический разряд в газе, импульсные магнитные поля, процессы природного метаболизма с сопутствующими явлениями на уровне биомолекул и др.). Ранее считалось, что каждый отдельный случай и каждая совокупность ядерно-физических эффектов в существенно различных системах характеризуются своими уникальными механизмами, неприменимыми для другой ситуации. Несомненным преимуществом такого универсального подхода является возможность количественного прогнозирования аналогичных и более перспективных эффектов для других объектов и систем. Особенности влияния когерентных коррелированных состояний взаимодействующих частиц на характер протекания ядерных процессов с участием разных изотопов (в том числе специфика ядерной реакции протонов с разными изотопами лития) требуют отдельного рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. T. Offermann, D. R. Welch, D. V. Rose et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 195001 (2016).

2. В. И. Высоцкий, Н. И. Сержант, *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* №11, 89 (2009).
3. V. I. Vysotskii, M. V. Vysotskiyy, and S. Bartalucci, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 613 (2013).
4. Expertise in Lugano: <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.
5. R. Mills, <http://brilliantlightpower.com>.
6. V. V. Dodonov, E. V. Kurmishev, and V. I. Man'ko, *Phys. Lett. A* **79**, 150 (1980).
7. В. В. Додонов, В. И. Манько, *Труды ФИАН* **183**, 71 (1987).
8. В. В. Додонов, А. Б. Климов, В. И. Манько, *Труды ФИАН* **200**, 56 (1991).
9. V. V. Dodonov, A. B. Klimov, and V. I. Man'ko, *Phys. Lett. A* **220**, 41 (1996).
10. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, *ЖТФ* **80**, 23 (2010).
11. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, С. В. Адаменко, *ЖЭТФ* **141**, 276 (2012).
12. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **142**, 627 (2012).
13. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, М. В. Высоцкий, *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* №4, 88 (2012).
14. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskiyy, *Eur. Phys. J. A* **49**, 99 (2013), DOI:10.1140/epja/i2013-13099-2.
15. V. I. Vysotskii, S. V. Adamenko, and M. V. Vysotskiyy, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 618 (2013).
16. S. Lipinski and H. Lipinski, *Int. Patent WO 2014/189799 A9* (Priority date 22.05.2013).
17. M. Spraker, R. M. Prior, M. A. Godwin et al., *Phys. Rev. C* **61**, 015802 (1999).
18. E. Schrödinger, *Ber. Kgl. Akad. Wiss. Berlin* **S24**, 296 (1930).
19. Н. Р. Робертсон, *Phys. Rev. A* **35**, 667 (1930).
20. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **145**, 615 (2014).
21. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **148**, 643 (2015).
22. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskiyy, *Current Sci.* **108**, 524 (2015).

23. V. V. Dodonov and A. V. Dodonov, *J. Rus. Laser Res.* **35**, 39 (2014).
24. A. V. Dodonov and V. V. Dodonov, *Phys. Lett. A* **35**, 1071 (2014).
25. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **152**, 234 (2017).
26. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **147**, 279 (2015).
27. P. Caldirola, *Nuovo Cim.* **18**(9), 393 (1941).
28. E. Kanai, *Progr. Theor. Phys.* **3**, 440 (1948).
29. V. I. Vysotskii and A. A. Kornilova, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 626 (2013).
30. V. I. Vysotskii and A. A. Kornilova, *Current Sci.* **108**, 636 (2015).
31. V. N. Chernega, *J. Rus. Laser Res.* **34**, 168 (2013).
32. V. I. Dubinko, *Lett. Materials* **5**, 87 (2015).
33. А. А. Корнилова, В. И. Высоцкий, Н. Н. Сысоев и др., *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* № 12, 53 (2010).
34. V. I. Vysotskii, V. P. Bugrov, A. A. Kornilova, R. N. Kuzmin, and S. I. Reyman, *Hyperfine Interact.* **107**, 277 (1997).