

DOI: 10.17725/rensit.2021.13.059

Горячий лазерный термояд или низкотемпературные ядерные реакции? Анализ и перспективы первых экспериментов по лазерному синтезу

¹Высоцкий В.И., ²Корнилова А.А., ¹Высоцкий М.В.

¹Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, <http://www.univ.kiev.ua/>

Киев 01601, Украина

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, <http://www.phys.msu.ru/>

Москва 119991, Российская Федерация

E-mail: vivysotskii@gmail.com, prfnart@mail.ru, mibas1984@gmail.com

Поступила 12.03.2021, рецензирована 18.03.2021, принята 20.03.2021

Аннотация: В работе рассмотрены особенности и количественные характеристики первых успешных лазерных экспериментов по формированию термоядерной плазмы и регистрации нейтронов в реакциях ядерного синтеза при импульсном облучении кристалла LiD. Количественный анализ показывает, что образование нейтронов, регистрируемых в этих экспериментах, не связано с термоядерными реакциями в горячей лазерной плазме. Наиболее вероятный механизм генерации нейтронов связан с ядерными реакциями при низкой энергии и обусловлен процессом формирования когерентных коррелированных состояний (ККС) дейтронов. Такие состояния в данном эксперименте могут формироваться в двух разных процессах - за счет влияния ударной волны в неразрушенной части решетки мишени на колебательные состояния ядер дейтерия или при движении в решетке ядер дейтерия с энергией около 500 эВ, соответствующей «хвосту» максвелловского распределения частиц, влетающих из лазерной плазмы в межплоскостной канал. В этом втором случае процесс формирования ККС связан с продольной периодичностью межплоскостного кристаллического канала, что в системе координат, связанной с движущейся частицей, эквивалентно нестационарному осциллятору. Показана целесообразность повторения этих экспериментов, в которых, кроме нейтронов следует ожидать более эффективную генерацию других продуктов ядерного синтеза за счет низкоэнергетических реакций с участием изотопов лития из состава мишени.

Ключевые слова: лазерный и термоядерный синтез, 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

Для цитирования: Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Высоцкий М.В. Горячий лазерный термояд или низкотемпературные ядерные реакции? Анализ и перспективы первых экспериментов по лазерному синтезу. РЭНСИТ, 2021, 13(1):59-70. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.059.

Hot laser fusion or low temperature nuclear reactions? Analysis and current prospects of the first experiments on laser fusion

Vladimir I. Vysotskii, Mykhaylo V. Vysotsky

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Systems, <http://www.univ.kiev.ua/>

Kyiv 01601, Ukraine

E-mail: vivysotskii@gmail.com, mibas1984@gmail.com

Alla A. Kornilova

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, <http://www.phys.msu.ru/>

Moscow 119991, Russian Federation

E-mail: prfnart@mail.ru

Received March 12, 2021, peer-reviewed March 18, 2021, accepted March 20, 2021

Abstract: The paper considers the features and quantitative characteristics of the first successful laser experiments on the formation of a thermonuclear plasma and registration of neutrons in nuclear fusion reactions under pulsed irradiation of a LiD crystal. Quantitative analysis shows that the production of neutrons recorded in these experiments is not associated with thermonuclear reactions in hot laser plasma. The most probable mechanism of neutron generation is associated with nuclear reactions at low energies and is due to the formation of coherent correlated states (CCS) of deuterons. In this experiment, such states can be formed in two different processes: due to the effect of a shock wave in the undisturbed part of the target lattice on the vibrational state of deuterium nuclei or when deuterium nuclei with energy of about 500 eV move in the lattice. This part of the deuterium nuclei corresponds to the high-energy "tail" of the Maxwellian distribution of the total flux of particles entering from the laser plasma into the interplanar channel. In this second case, the process of the formation of the CCS is associated with the longitudinal periodicity of the interplanar crystal channel, which is equivalent to a nonstationary oscillator in the own coordinate system of moving particle. The expediency of repeating these experiments is shown, in which, in addition to neutrons, one should expect a more efficient generation of other nuclear fusion products due to low-energy reactions involving lithium isotopes from the target composition.

Keywords: laser and thermonuclear fusion, nuclear reactions at low energy, coherent correlated states, tunneling effect.

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

For citation: Vladimir I. Vysotskii, Alla A. Kornilova, Mykhaylo V. Vysotskyy. Hot laser fusion or low temperature nuclear reactions? Analysis and current prospects of the first experiments on laser fusion.

RENSIT, 2021, 13(1):59-70. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.059.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (60)
2. АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЛАЗЕРНОМУ СИНТЕЗУ (61)
3. АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ И ДРУГИХ ЧАСТИЦ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА LiD МИШЕНЬ (62)
 - 3.1. ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ МИКРОТРЕЩИНАХ, СТИМУЛИРОВАННЫХ ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА МИШЕНЬ (63)
 - 3.2. МЕХАНИЗМ РЕАЛИЗАЦИИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ, СВЯЗАННЫЙ С ДВИЖЕНИЕМ ИОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ МИШЕНИ (65)

4. ВЫВОДЫ (67)

ЛИТЕРАТУРА (68)

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о реализации энергетически выгодного управляемого ядерного синтеза принадлежит, вне всякого сомнения, к числу наиболее актуальных и широко обсуждаемых проблем.

Особый интерес к этой проблеме вызван тем, что потенциальную возможность и эффективность таких реакций не нужно доказывать, поскольку вся жизнь на Земле обязана Солнцу, где такие процессы непрерывно протекают 5 миллиардов лет. Реальные исследования этой проблемы начались в середине 50-х годов 20-го века после реализации неуправляемого синтеза в виде водородной бомбы, когда большинство ученых, которые до этого занимались чисто взрывной тематикой (с том числе такие выдающиеся физики, как А.Д. Сахаров, Л.А. Арцимович, И.Е. Тамм, И.В. Курчатов), быстро пришли к консенсусу относительно базовой идеи – реализации управляемого термояда на основе высокотемпературной плазмы с магнитным удержанием в системах типа ТОКАМАК. Неосознанная вначале исключительная сложность реализации задачи удержания высокотемпературной плазмы в такой системе оказалась тем «твердым орешком», который, несмотря на колоссальные финансовые вливания, так и не позволил за последующие 60 лет создать

успешный и энергетически выгодный прототип такого устройства.

Альтернативная модель инерционного удержания короткоживущей плотной горячей плазмы исключала проблему магнитного удержания и прямо ассоциировалась (в более мелком масштабе) с неуправляемым синтезом в водородной бомбе, но требовала соответствующих высокоскоростных эффективных драйверов. Успехи синхронно развивающейся лазерной физики были тем стимулом, который привел к идее лазерного инерционного синтеза. Вполне закономерно, что именно те выдающиеся ученые (в первую очередь Н.Г. Басов), которые очень успешно создавали мощные импульсные лазеры, быстро пришли к идее использовать такие лазеры для реализации инерционного термояда. Идея использовать мощные лазеры для реализации управляемого термоядерного синтеза впервые была высказана в 1960 г. А.Д. Сахаровым на основе модернизированной схемы взрывного термояда (полый зеркальный эллипсоид, в фокусах которого располагаются сжимаемое топливо и источник лазерного излучения). Более реальная схема для разогрева и сжатия мишени лазерным излучением была предложена в 1961 г. Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным.

2. АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЛАЗЕРНОМУ СИНТЕЗУ

Первые эксперименты по реализации ядерного синтеза, стимулированного лазерным воздействием на мишень, проводились в конце 60-х годов прошлого столетия [1-3] по упрощенной схеме, представленной на **Рис. 1** и не предполагающей сжатия мишени.

Предполагалось, что интенсивный односторонний локализованный нагрев небольшой части поверхности мишени с помощью коротких ($\sim 10^{-11}$ сек) одиночных лазерных оптических импульсов с энергией около 10 Дж, генерируемых мощным неодимовым лазером с длиной волны 1.06 мкм, позволит во время действия каждого импульса на поверхность LiD мишени реализовать такую кратковременную горячую плазму, в пределах которой до момента разлета будет возможен термоядерный синтез.

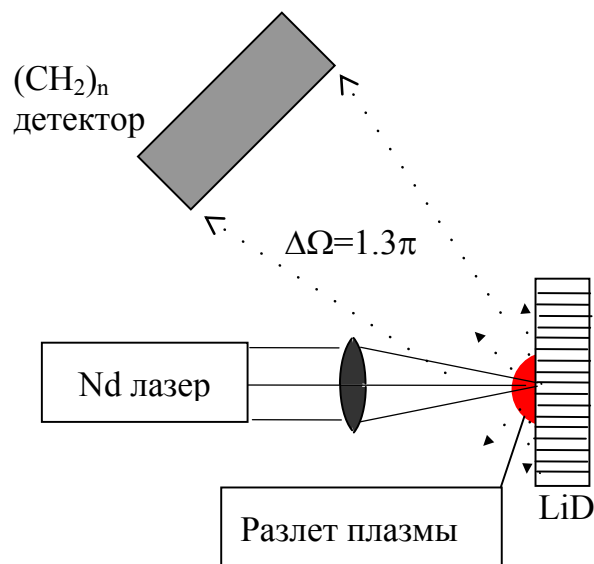


Рис.1. Общая схема экспериментов по лазерному синтезу нейтронов в LiD мишени.

Для увеличения интенсивности излучения дополнительно использовалась длиннофокусная линза, что позволило достичь рекордной для того времени интенсивности $J \approx 10^{16}$ Вт/см². Следует отметить, что даже через 50 лет после этих экспериментов такая интенсивность является вполне адекватной для подобных исследований и даже сегодня эти параметры существенно превышают только импульсы, генерируемые современными пикосекундными или фемтосекундными лазерами.

Авторы экспериментов ожидали, что в горячей плазме, образуемой около поверхности мишени, будет возможен синтез на основе одного из каналов *d-d* синтеза

$$d + d = He^3 + n + 3.27 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

реализуемого за счет столкновения дейтронов в горячей плазме.

Для подтверждения реализации такого синтеза использовался сцинтилляционный детектор на основе кристалла полистирола $(CH_2)_n$. По оценке авторов, эффективность регистрации нейтронов, принимая во внимание геометрические параметры детектора, телесный угол регистрации $\Delta\Omega = 1.3\pi$ и вероятность процесса формирования оптических квантов при взаимодействии нейтронов с ядрами водорода, соответствовала $\eta \approx 10\%$.

Из результатов экспериментов [1,2] следует, что при таком импульсном воздействии в среднем регистрировался $N_{\text{neutron}} \approx 1$ нейтрон на каждый

лазерный импульс, что соответствовало генерации

$$N_{neutron}^0 \approx N_{neutron} / \eta \approx 10 \text{ нейтронов/импульс.} \quad (2)$$

Эти данные интерпретировались авторами, как первая демонстрация инерционного лазерного термоядерного (горячего) синтеза. Следует отметить, что в работах [1-3] был проведен очень подробный анализ процесса формирования горячей плазмы при использовании конкретных лазерных импульсов, но почти не рассматривались количественные особенности ядерного синтеза и не было сделано сопоставления результатов экспериментов с расчетными параметрами ожидаемого горячего синтеза.

Такой анализ легко провести на основе методики, которая сейчас широко используется как для анализа аналогичных задач лабораторного и промышленного ядерного синтеза, так и при анализе астрофизических процессов в звездах.

По данным авторов работ [1-3] в процессе воздействия каждого из лазерных импульсов на LiD мишень образовывалась плазма со следующими параметрами:

- концентрация ионов дейтерия - $n_d \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$;
- средняя толщина области плазмы возле лазерного фокуса - $x_0 \approx 10^{-2} \text{ см}$;
- температура ионной компоненты плазмы - $kT_{max} \approx 120 \text{ эВ}$ соответствовала близкой к сферической геометрии ее разлета (см. [3], Рис. 10);
- время существования плазмы с такой температурой - $\tau \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$;
- среднеквадратичная скорость ионов дейтерия в плазме при максимальной температуре $\langle v \rangle \approx \sqrt{3kT/M} \approx 10^7 \text{ - см/сек}$.

Если принять, что площадь поперечного разлета плазмы (с учетом начального сечения фокусированного лазерного импульса $S_0 = \pi R_0^2 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) за время ее существования была равной $S_\tau \approx \pi(\langle v \rangle \tau + R_0)^2 \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, то в объеме плазмы находилось $N_d = n_0 S_\tau x_0 \approx 6 \cdot 10^{15}$ ядер дейтерия.

На основе этих данных с учетом сечения реакции $\sigma(v)$ и скорости участвующих в ней частиц можно провести расчет полного числа

(*d-d*) реакций и, соответственно, полного числа генерируемых нейтронов,

$$N_{neutron}^0 \approx V n_0^2 \langle \sigma(v)v \rangle \tau / 2, \quad (3)$$

в объеме лазерной плазмы за время ее существования τ .

Стандартное выражение для скорости реакции $\sigma(v)v$, усредненной по максвелловскому распределению ионов в плазме, определяется известной формулой (напр., [4], Глава 2)

$$\langle \sigma(v)v \rangle_{dd} \approx 1.3 \cdot 10^{-14} \frac{1}{(kT)^{2/3}} \exp\left(-\frac{18.8}{(kT)^{1/3}}\right) [\text{см}^3/\text{сек}] \quad (4)$$

Здесь kT соответствует температуре плазмы в единицах кэВ.

При подстановке приведенных выше параметров находим $\langle \sigma(v)v \rangle_{dd} \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^3/\text{сек}$.

При учете этой величины из (3) следует оценка среднего количества нейтронов, генерируемых в экспериментах [1,2] при воздействии на LiD мишень одного лазерного импульса

$$N_{neutron}^0 \approx 0.007 \text{ нейтронов/импульс.} \quad (5)$$

Эта величина в 1500 раз меньше, чем та оценка (2), которая была сделана авторами экспериментов на основе процесса регистрации нейтронов в условиях экспериментов [1,2].

Из этих оценок очевидно, что рассматриваемый термоядерный механизм может обеспечить только 0.07% от общего количества нейтронов, генерируемых в проведенных экспериментах.

У нас нет сомнения в очень высокой квалификации авторов работ [1-3] и в корректности их измерений, но сразу возникает вопрос о механизме и обосновании тех процессов, которые приводили к генерации нейтронов при одностороннем воздействии одиночных лазерных импульсов на LiD мишень.

3. АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ И ДРУГИХ ЧАСТИЦ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА LiD МИШЕНЬ

Последующий анализ показывает, что регистрируемые в рассматриваемых экспериментах нейтроны генерировались в процессе низкоэнергетичных ядерных реакций (*LENR*), которые стимулировались эффектами, непосредственно не связанными с возрастанием

температуры ядер дейтерия при действии лазерных импульсов на поверхность мишеней и реализуемыми даже при относительно низкой энергии и температуре.

Можно отметить два базовых механизма, которые основаны на одном и том же физическом процессе и приводят к эффективному ядерному синтезу.

3.1. ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ МИКРОТРЕЩИНАХ, СТИМУЛИРОВАННЫХ ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА МИШЕНЬ

Хорошо известно, что при воздействии лазерного импульса на мишень всегда имеет место процесс абляции, обусловленный интенсивным импульсным испарением быстрых ионов с той части поверхности мишени, на которую действует лазерный импульс. Это испарение сопровождается передачей импульса на мишень, что приводит к образованию интенсивной ударной волны, движущейся вглубь мишени перпендикулярно к ее поверхности. Такой механизм генерации ударных волн хорошо известен (напр., [5-9]).

Ударное давление на оставшуюся (неиспарившуюся) часть поверхности мишени при таком механизме абляции равно $P \approx 4 \cdot 10^6$ атм при интенсивности лазерного импульса $J = 10^{13}$ Вт/см² [5]. При увеличении интенсивности лазерного импульса давление резко возрастает $P \sim J^{1/9}$ [8,9], достигая гигантских значений $P \approx 10^8 \dots 10^9$ атм при интенсивности $J \approx 10^{16}$ Вт/см², соответствующей данному эксперименту.

Скорость фронта ударной волны при указанных выше параметрах лазерного импульса может достигать или превышать 4...8 км/сек. При движении этой ударной волны внутри любых материальных тел происходит очень резкое сужение ее переднего фронта до размера, ограниченного несколькими длинами свободного пробега ускоряемых ионов. В случае твердотельной мишени минимальное значение переднего фронта соответствует нескольким нм. Такое «укручение» фронта ударной волны связано с тем, что более интенсивная (возрастающая) часть фронта ударной волны из-за нелинейности процесса взаимодействия движется быстрее, чем менее интенсивная передняя часть фронта, и «догоняет» ее.

Прохождение этой ударной волны сквозь мишень, содержащую дейтерий и литий, приводит к очень быстрому ($\sim 10^{-11} \dots 10^{-13}$ сек) ударному сжатию, а затем быстрому растяжению и последующей более медленной релаксации локального окружения каждого из атомов дейтерия и лития в составе мишени. С точки зрения динамики кристаллической решетки эти процессы соответствуют очень быстрой импульсной обратимой модуляции параметров и частоты колебаний нестационарного гармонического осциллятора, характеризующего колебательное состояние каждого из ядер дейтерия в решетке (включая оптические фононные моды на частотах 10...15 ТГц).

Такой очень быстрый процесс нестационарной модуляции приводит к фазовой синхронизации (иначе – конструктивной интерференции) оптических фононных мод одной и той же частицы и к формированию когерентного коррелированного состояния (ККС) этих частиц (ядер). Этот процесс ведет к генерации сопутствующих этим состояниям гигантских флуктуаций импульса и энергии соответствующих ядер [10-23]. Очевидно, что особенно эффективным такой механизм импульсной модуляции параметров локального осциллятора будет в области, примыкающей к поверхности мишени, возле которой происходит формирование лазерной плазмы. В этой области еще до прихода ударной волны возникают многочисленные нанотрещины, формируемые за счет попадания туда быстрых ионов, вылетающих из объема образуемой приповерхностной плазмы. Данный процесс аналогичен процедуре растрескивания метало-гидридов типа TiD или TiH при их быстром насыщении изотопами водорода. Сравнительно большая ширина этих нанотрещин, заполненных дейтерием, очень резко (в несколько раз) увеличивает амплитуду возможной модуляции частоты колебаний дейтронов при последующем воздействии на эту нанотрещину ударной волны. Еще одним, не менее существенным, следствием действия ударной волны является ускоренное «раскрытие» тех нанотрещин, которые до этого еще не сформировались, но были в очень

напряженном состоянии из-за внутреннего давления дейтронов, попавших в междоузлие решетки мишени. Этот процесс возможен в любом месте в объеме мишени.

В работах [10-17] было показано, что при такой очень быстрой импульсной модуляции параметров нестационарного осциллятора очень резко возрастает амплитуда флуктуаций импульса частицы, в результате чего флуктуации кинетической энергии частицы (в частности протона) могут достигать $\delta E_{\text{corr}} \geq 10...30$ кэВ даже в случае кристаллической решетки, находящейся при комнатной температуре. Важным является то обстоятельство, что при генерации таких гигантских флуктуаций импульса и энергии средняя кинетическая энергия этих ядер может оставаться неизменно малой и мало отличаться от тепловой энергии конденсированной мишени!

Еще одним очень важным обстоятельством является очень большое (по сравнению со случаем некоррелированных состояний) время δt_{corr} существования этих гигантских флуктуаций, которое на много порядков превышает длительность возможных некоррелированных флуктуаций δt_{uncorr} , если ее оценивать на основе «обычного» соотношения неопределенностей Гейзенберга $\delta t_{\text{uncorr}} \approx \hbar/2\delta E$.

Возможность существования таких когерентных коррелированных состояний была обоснована в самом общем виде (для разных пар произвольных динамических переменных A и B) еще в 1930 году независимо Шредингером и Робертсоном [18,19] на основании общих правил квантовой механики. В общем случае эти соотношения характеризуются обобщенными соотношениями неопределенностей для дисперсий этих переменных

$$\sigma_A \sigma_B \equiv (\delta A)^2 (\delta B)^2 \geq \frac{|\langle [\hat{A}\hat{B}] \rangle|^2}{4(1-r_{AB}^2)}, \quad \sigma_C = \langle (\hat{C} - \langle C \rangle)^2 \rangle, \quad (6)$$

$$r_{AB} = \frac{\sigma_{AB}}{\sqrt{\sigma_A \sigma_B}}, \quad \sigma_{AB} = \frac{\langle \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle}{2}, \quad |r_{AB}| \leq 1.$$

В частности, для пар переменных «координата-импульс» или «энергия-время» эти состояния характеризуется принципиально отличными от соотношений неопределенностей Гейзенберга соотношениями Шредингера-Робертсона

$$\delta p \delta x \geq \hbar / 2 \sqrt{1-r_{px}^2} \equiv \hbar G_{px} / 2, \quad (7)$$

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

в которых $0 \leq |r| < 1$ и $1 \leq G < \infty$ – соответственно, коэффициент корреляции и коэффициент эффективности корреляции для конкретных переменных. Эти коэффициенты характеризует степень синфазности и взаимной коррелированности разных собственных состояний частицы в суперпозиционном квантовом состоянии (в частности, синфазности оптических фононных мод дейтрона в пространстве между соседними атомами лития в решетке). В работе [20] было показано, что коэффициенты r_{px} , r_{Et} и G_{px} , G_{Et} для каждого конкретного состояния очень близки между собой.

Для некоррелированных состояний $r = 0$ и $G = 1$, а для максимально коррелированных $|r| \rightarrow 1$ и $G \gg 1$. Характеристики этих состояний и возможность их применения изучались во многих работах (в частности, в статьях [11-17,20-22]).

Частицы, находящиеся в когерентном коррелированном состоянии могут «использовать» большую флуктуацию виртуальной кинетической энергии $\delta E = (\delta p)^2/2M$ для прохождения сквозь потенциальный барьер и последующего стимулирования ядерных или химических реакций, если эти процессы будут соответствовать экзоэнергетическим реакциям.

Такие процессы были многократно реализованы в успешных экспериментах по низкотемпературному ядерному синтезу. Некоторые из этих экспериментов описаны в работах [11-13,23].

Этот же механизм, реализуемый за счет импульсной модуляции параметров локальных эквивалентных гармонических осцилляторов при воздействии на них ударной волны, успешно обосновывает результаты экспериментов по генерации альфа-частиц при воздействии малых по амплитуде высокочастотных температурных волн, генерируемых при кавитации струи воды, на удаленные от кавитатора TiD мишени [24-26]. Общая схема этих экспериментов и соответствующие результаты по регистрации

генерируемых альфа-частиц представлены на **Рис. 2**.

Эти эксперименты, если рассматривать их как разновидность реализации систем с ударным воздействием, в некотором смысле аналогичны экспериментам с импульсным лазерным воздействием. Сам механизм подобного воздействия в такой системе связан с динамикой развития быстрой кавитации микропузырьков в объеме расширяющейся после сжатия водной струи. Взаимодействие струи в состоянии кавитации с металлической стенкой камеры приводит к возбуждению в объеме этой стенки первичных ударных волн. Внутреннее отражение этих волн от внешней стенки приводит к периодическому возбуждению поверхностных атомов и, вследствие этого, к последующей генерации как периодических импульсов мягкого (~1.5 кэВ) рентгеновского излучения, так и импульсного нагрева примыкающего воздуха. Более детально эти процессы рассмотрены в [24-26].

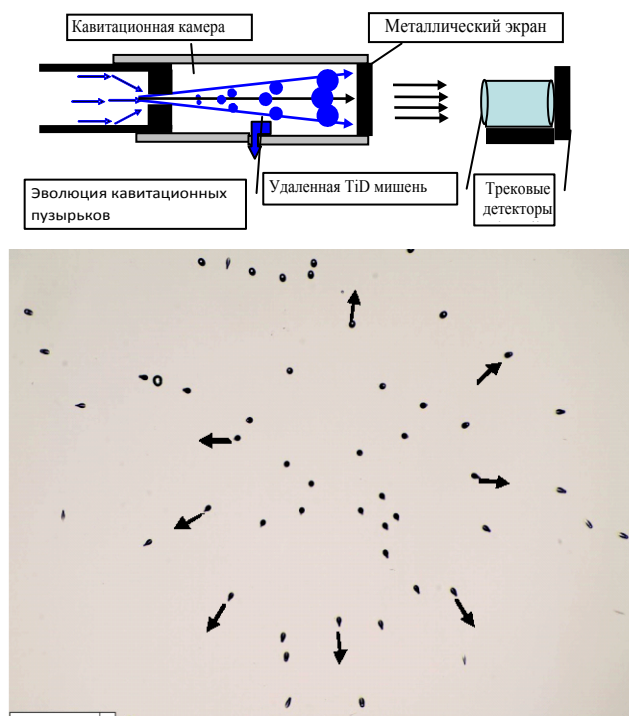


Рис. 2. Вверху – схема экспериментов по возбуждению незатухающих температурных волн и реализации ядерного синтеза с их использованием. Внизу – фрагмент трекового детектора с треками альфа частиц, генерируемых при воздействии таких температурных волн на удаленную TiD мишень.

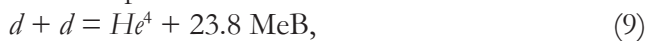
Если длительность этих тепловых импульсов будет меньше времени τ тепловой релаксации в воздухе, то при таком импульсном нагреве в воздухе будут генерироваться и распространяться незатухающие температурные волны, частота которых соответствует выражению

$$\omega_n = \pi(n + 1/2)/\tau, n = 0,1,2... \quad (8)$$

Минимальная частота такой волны при нормальном давлении и комнатной температуре равна $\omega_{min} \approx 75$ МГц.

Обоснование возможности существования этих волн и результаты их детального теоретического и экспериментального исследования рассмотрены в наших работах [24-26].

Такие волны могут распространяться без существенного ослабления на большое расстояние (вплоть до многих метров от места возбуждения). При взаимодействии этих волн с удаленной TiD мишенью происходит возбуждение вторичных ударных волн в этой мишени, что вызывает реализацию ядерных реакций с участием дейтронов. На рис. 2 представлен вид трекового детектора, который находился около задней стенки TiD мишени, полученной при предварительном обогащении (~150%) образца титана дейтерием. Аксиальная симметрия направлений движения регистрируемых альфа-частиц на этом детекторе соответствовала цилиндрической форме TiD мишени. По нашим оценкам в этих экспериментах реализовался третий возможный канал $d-d$ реакции



вероятность которого для «стандартного» горячего ядерного синтеза очень мала. В противовес этому этот канал имеет большую вероятность реализации в тех же системах на основе LENR процессов.

Более детальное описание этих экспериментов представлено в работах [15,24-26].

3.2. МЕХАНИЗМ РЕАЛИЗАЦИИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ, СВЯЗАННЫЙ С ДВИЖЕНИЕМ ИОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ МИШЕНИ

Другой механизм реализации реакции (1) связан с альтернативным методом формирования ККС при учете взаимодействия движущихся ионов с атомами решетки. Он обусловлен тем, что в экспериментах [1,2] большое количество

быстрых ионов дейтерия, образуемых при формировании лазерной плазмы, будут двигаться вглубь неразрушенной кристаллической решетки LiD в режиме каналирования. В работах [16,17] было показано, что при похожем движении сравнительно медленных протонов в периодическом поле решетки кристалла лития очень быстро (на интервале, равном 3...4 периодам решетки) будет формироваться аналогичное ККС движущейся частицы с коэффициентом корреляции $1 - |r| \leq 10^{-8}$, чему соответствует коэффициент эффективности корреляции $G \geq 10^4$ и возрастание флуктуации энергии в поперечном (по отношению к продольному движению) направлении до величины

$$\begin{aligned} \delta E &\approx (\delta p)^2 / 2M \geq G^2 \hbar^2 / 8M(\delta x)^2 \approx \\ &\approx G^2 \hbar^2 / 2Ma_x^2 \geq 40 \text{ keV}, \end{aligned} \quad (10)$$

на много порядков превышающей энергию продольного поступательного движения.

Здесь M – масса протона, $a_x \approx 2\delta x \approx 2\text{\AA}$ – межплоскостное расстояние в решетке.

Этот механизм автомодельного формирования ККС будет выполняться для тех ионов, которые движутся в периодическом поле решетки со скоростями, близкими к величине $v_{\text{opt}} \approx 2a_z \langle \omega \rangle$, обеспечивающей синхронизацию собственных состояний поперечного квантованного движения частицы в канале [16]. Здесь $\langle \omega \rangle$ – средняя частота колебаний иона между плоскостями

при каналировании в усредненном потенциале стенок канала.

В работе [16] было показано, что очень большое значение коэффициента G соответствует частицам, скорость которых лежит в интервале скоростей, равном примерно 10% от оптимальной скорости v_{opt} для данного кристаллографического направления. Таких частиц с энергией в несколько сотен эВ достаточно много на “хвосте” максвелловского распределения ионов лазерной плазмы в экспериментах типа [1,2].

Пространственная динамика формирования ККС и зависимость коэффициента эффективности корреляции от скорости частицы в решетке кристалла лития [16] представлена на **Рис. 3**.

Этот же динамический механизм формирования ККС при движении иона в периодическом поле решетки или в поле кластера из нескольких атомов очень хорошо объясняет результаты многочисленных экспериментов, проводимых в нескольких лабораториях США (Louisiana Accelerator Center (Lafayette), Physical Dept. of North Texas Univ (Deuton) и NASA MFES Center in Huntsville) с использованием пучка ускоренных протонов с перестраиваемой энергией $E \leq 500$ эВ и двух типов мишеней – твердотельной мишени в виде тонкой фольги (~1 мм) из лития и мишени в

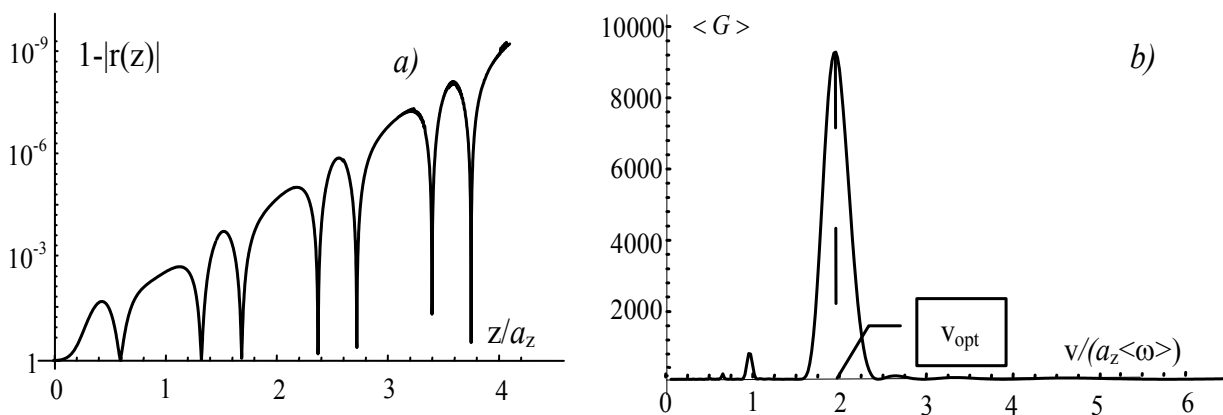


Рис. 3. а) – пространственная динамика процесса формирования когерентного коррелированного состояния при движении протонов с оптимальной энергией 450...500 эВ в кристалле лития в режиме плоскостного каналирования в направлении oz (a_z – продольный период решетки лития); б) – зависимость усредненного коэффициента эффективности корреляции от скорости протона в конце третьего периода решетки лития [16].

виде насыщенных паров того же лития, приводящих к эффективному ядерному синтезу (подробности см. [16,17]).

4. ВЫВОДЫ

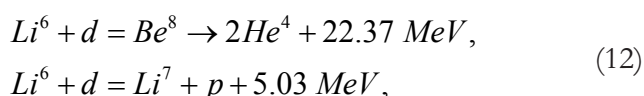
Оба рассмотренных выше механизма полностью соответствуют определению «ядерные реакции при низкой энергии» или LENR, поскольку не требуют нагрева или реального (не виртуального за счет флуктуаций) ускорения частиц до типичной термоядерной энергии 10-15 кэВ и не требуют реализации других условий горячего термоядерного синтеза. Очень важным является то обстоятельство, что такие типы реакций хорошо обосновывают полный запрет [14,20] на реализацию тех каналов ядерных реакций, которые после слияния исходных частиц ведут к образованию радиоактивных составных ядер. Такой исключительно важный результат принципиально отличается от типичных реакций при большой энергии и, что самое важное, наблюдается во всех без исключения успешных экспериментах при низкой энергии. Краткое обоснование такой особенности LENR реакций с использованием энергии δE гигантских флуктуаций, образуемых при формировании когерентных коррелированных состояний, связано с тем, что достаточно большое, но конечное время существования этих флуктуаций δt_{corr} позволяет реализовать только те каналы реакций, в которых происходит быстрый возврат энергии флуктуации δE , которая была использована для увеличения прозрачности потенциального барьера. Совершенно очевидно, что в любом радиоактивном дочернем ядре такой возврат энергии происходит за большое время, на много порядков превышающее величину δt_{corr} и, следовательно, такие реакции абсолютно запрещены! В противовес этому в реакциях с реально ускоренными частицами (в том числе и в системах высокотемпературного ядерного синтеза) такое критическое требование отсутствует и в большинстве реакций реализуются каналы с формированием как стабильных, так и радиоактивных ядер. Эти исключительно важные для практических применений особенности реакций с использованием ККС более детально рассмотрены в [20,23].

В дополнение к этому следует отметить, что анализ экспериментов [1,2] с использованием идеологии ККС позволяет объяснить также сравнительно слабую (на уровне $N_{neutron}^0 \approx 10$ нейтронов/импульс) эффективность генерации нейтронов, которая наблюдалась в этих экспериментах. Это связано с тем, что нейтронный канал (dd) реакции $d + d = He^3 + n$, если связывать его с формированием таких ККС, оказывается на много порядков менее вероятным [11,13], чем альтернативный и более быстрый «протонный» канал

$$d + d = T + p + 4.03 \text{ МэВ.} \quad (11)$$

Это связано как со спецификой (длительностью) реакций, стимулированных виртуальными флуктуациями энергии, так и с возможным проявлением эффекта Оппенгеймера-Филлипса [27], связанного с взаимной пространственной переориентацией дейтронов перед их взаимодействием, ведущим к реакции захвата (1) без образования составного ядра He^4 .

Важно также указать, что в случае использования мишени LiD в анализируемых ранних лазерных экспериментах возможно протекание и других реакций с участием изотопов лития



в которых будут образовываться альфа-частицы и протоны.

К большому сожалению авторы первых лазерных экспериментов [1,2] не проводили контрольные измерения других потенциально возможных дочерних продуктов этих реакций и эти особенности остались не исследованными и не замеченными.

Исходя из проведенного выше анализа можно сделать обоснованный вывод, согласно которому наиболее вероятный механизм генерации нейтронов в первых лазерных экспериментах был связан не с реализацией термоядерного синтеза, а с реализацией ядерных реакций при низкой энергии за счет формирования когерентных коррелированных состояний в объеме мишени при действии ударной волны или при движении образуемых

ионов в неразрушенной части решетки мишени [28].

Тот факт, что такой анализ не был сделан 50 лет назад, является вполне обоснованным по ряду причин. Прежде всего в то время не были поняты и учтены некоторые очень существенные обстоятельства, которые относятся к вопросам специфики ядерных реакций при большой и малой энергии. До последнего времени априори считалось, что область малых энергий является совершенно бесперспективной с точки зрения ядерной энергетики на основе заряженных частиц. С другой стороны логически трудно понять и принять факт полного игнорирования влияния эффектов когерентности и коррелированности на ядерное взаимодействие, хотя базовые идеи таких эффектов были описаны еще в 1930 году в работах Шредингера и Робертсона. В частности, как совершенно необъяснимый факт можно указать, что ни в одном из классических учебников по квантовой механике, на которых воспитаны все поколения физиков мира в 20 столетии, ни слова не упоминается о таких процессах и, в частности, ничего не написано о полном соотношении неопределенностей Шредингера-Робертсона (6)-(7), из которого, как частный случай некоррелированного состояния, получается знаменитое соотношение неопределенностей Гейзенберга (7), которое все хорошо знают и очень часто используют.

Также следует отметить, что полученные результаты обосновывают возможность альтернативных реакций при лазерном моделировании термоядерного синтеза и показывают целесообразность более детального изучения и повторения этого и аналогичных экспериментов с целью поиска других возможных продуктов ядерного синтеза по той же методике [1,2] с помощью воздействия однонаправленных одиночных или повторяющихся лазерных импульсов. Очень важно, что такие исследования могут проводиться в небольших лабораториях и они не требуют очень сложного, уникального и дорогостоящего оборудования, которое в настоящее время существует только в некоторых мировых центрах, занимающихся решением глобальных проблем инерционного термояда с

обязательным всесторонним сжатием мишени за счет синхронизованного во времени воздействия лазерных импульсов, генерируемых многими десятками сверхмощных лазеров. Успешные эксперименты по реализации ядерного синтеза [24-26], проведенные с использованием температурных волн, формируемых в простой и предельно недорогой кавитационной установке на основе струи воды, подтверждают эффективность таких исследований.

Еще один вывод из проведенного выше анализа относится к необходимости определенной переоценки роли и эффективности ядерных реакций при низкой энергии для решения современных задач ядерных технологий [28-31]. Очевидно, что для успешного решения таких задач необходимо учитывать не только конкретное взаимодействие между парой рассматриваемых частиц, как это имеет место в ядерной физике высоких энергий, но и в полной мере анализировать влияние окружающей среды на эффективность этих процессов. Мир оказался более сложным и упрощенный анализ на основе оторванного от окружения парного взаимодействия хорошо работает при большой энергии, но оказывается достаточно далеким от реальности при малой энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов НГ, Захаров СД, Крюков ПГ, Сенатский ЮВ, Чекалин СВ. Эксперименты по наблюдению нейтронов при воздействии мощного лазерного излучения, сфокусированного на поверхность дейтерида лития. *ФИАН, Препринт №63* (1968).
2. Басов НГ, Захаров СД, Крюков ПГ, Сенатский ЮВ, Чекалин СВ. Эксперименты по наблюдению нейтронов при фокусировке мощного лазерного излучения на поверхность дейтерида лития. *Письма ЖЭТФ*, 1968, 8(1):26.
3. Басов НГ, Захаров СД, Крохин ОН, Крюков ПГ, Сенатский ЮВ, Тюрин ЕЛ, Федосимов АИ, Чекалин СВ, Щелев МЯ. Исследования плазмы, образованной ультракороткими лазерными импульсами. *Квантовая электроника*, 1971, 1:4-28.

4. Баско ММ. *Физические основы инерциального термоядерного синтеза*. Москва, ИТЭФ, 2008, 148 с.
5. Бурдонский Н, Гольцов АЮ, Леонов АГ, Макаров КН, Тимофеев ИС, Юфа ВН. *Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез*, 2013, 36(2):8-19.
6. Анисимов СИ, Прохоров АМ, Фортгов ВЕ. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях. *УФН*, 1984, 142(3):395-434.
7. Фортгов В. *Физика высоких плотностей энергии* (параграф 4.3. Лазерные ударные волны). М., Физматлит, 2013, 712 с.
8. Mulser P, Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction*. Berlin Heidelberg, Springer, 2010.
9. Mora P. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Phys. Fluids*, 1982, 25:1051-1056.
10. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ. Коррелированные состояния взаимодействующих частиц и проблема прозрачности кулоновского барьера при низкой энергии в нестационарных системах. *ЖТФ*, 2010, 80(5):23-31.
11. Vysotskii VI, Vysotskiy MV. Coherent correlated states and low-energy nuclear reactions in non stationary systems. *The European Physical Journal A*, 2013, 49(8):1-12, <https://doi.org/10.1140/epja/i2013-13099-2>.
12. Vysotskii VI, Adamenko SV, Vysotskiy MV. Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems. *Annals of Nuclear energy*, 2013, 62:618-625.
13. Vysotskii VI, Vysotskiy MV. Coherent correlated states of interacting particles – the possible key to paradoxes and features of LENR. *Current Science*, 2015, 108(4):524.
14. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и туннелирование при низкой энергии и управляемом импульсном воздействии на частицы. *ЖЭТФ*, 2017, 152(2):234-251.
15. Vysotskii VI, Vysotskiy MV. Universal mechanism of realization of nuclear reactions at low energy. *RENSIT*, 2017, 9(1):21-36, doi: 10.17725/rensit.2017.9.021.
16. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ, Sergio Bartalucci. Особенности формирования когерентных коррелированных состояний и ядерный синтез при взаимодействии медленных частиц с кристаллами и свободными молекулами. *ЖЭТФ*, 2018, 154:560-574.
17. Bartalucci Sergio, Vysotskii VI, Vysotskiy MV. Correlated states and nuclear reactions: An experimental test with low energy beams. *Phys. Rev. Accel. and Beams.*, 2019, 22(5):054503.
18. Schrödinger E. Heisenbergschen Unschärfepinzipp. *Ber. Kgl. Akad. Wiss.*, 1930, 24:296.
19. Robertson NP. A general formulation of the uncertainty principle and its classical interpretation. *Phys. Rev. A*, 1930, 35:667.
20. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Особенности коррелированных состояний и механизм автомодельной селекции каналов ядерных реакций при низкой энергии заряженных частиц. *ЖЭТФ*, 2019, 155(6):1009–1020.
21. Додонов ВВ, Манько ВИ. Инварианты и коррелированные состояния нестационарных квантовых систем. *Труды ФИАН*, 1987, 183:71-181.
22. Додонов ВВ, Климов АВ, Манько ВИ. Физические эффекты в коррелированных квантовых состояниях *Труды ФИАН*, 1991, 200:56-105.
23. Vysotskii VI, Vysotskiy MV. Universal mechanism of LENR in physical and biological systems on the base of coherent correlated states of interacting particles. *Cold Fusion. Advances in Condensed Matter Nuclear Science*, Edited by Jean-Paul Biberian. Elsevier, 2020, Chapter 17, pp. 333-370.
24. Корнилова АА, Высоцкий ВИ, Сапожников ЮА, Власова ИЭ, Гайдамака СН, Новакова АА, Авдюхина ВМ, Левин ИС, Высоцкий МВ, Хаит ЕИ, Волкова НХ. Проблема и реализация устойчивой генерации альфа-частиц дейтерированным титаном, находящимся в поле тепловой волны. *Инженерная физика*, 2018, 5:13-22.
25. Kornilova AA, Vysotskii VI, Krit T, Vysotskiy MV, Gaydamaka SN. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2020, 14(1):117-123.
26. Vysotskii VI, Vysotskiy MV, Kornilova AA, Krit TB, Gaydamaka SN, Hagelstein PL. Distant

- behind-screen action of undamped temperature waves. *Journal Condensed Matter Nucl. Science*, 2020, 33:296-304.
27. Vysotskii VI. The problem of creation a universal theory of LENR. *Infinite Energy*, 2013, 108(18):30-35.
28. Высоцкий ВИ, Корнилова АА, Высоцкий МВ. Особенности и механизмы генерации нейтронов и других частиц в первых экспериментах по лазерному синтезу. *ЖЭТФ*, 2020, 158(4(10)):645–651.
29. 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(10)):627-643.
30. 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):279-291 .
31. Корнилова АА, Высоцкий ВИ, Сысоев НН, Литвин НК, В.И.Томак ВИ, Барзов АА. Генерация интенсивного рентгеновского излучения при выходе быстрой струи воды из металлического канала в атмосферу. *Поверхность*, 2010, 12:53-63.

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

Киевский нац. университет им. Т.Шевченко

ф-т радиофизики, электроники и компьютерных систем

64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина**vivysotskii@gmail.com****Корнилова Алла Александровна***к.ф.-м.н., с.н.с., действительный член РАЕН*

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

1/2, Ленинские горы, Москва 119991, Россия**prfnart@mail.ru****Высоцкий Михаил Владимирович***к.ф.-м.н., доцент*

Киевский нац. университет им. Т.Шевченко

ф-т радиофизики, электроники и компьютерных систем

64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина**mih1984@gmail.com.**