
А.А. КОРНИЛОВА¹⁾,
канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник
В.И. ВЫСОЦКИЙ²⁾,
доктор физ.-мат. наук, профессор,
заведующий кафедрой
Ю.А. САПОЖНИКОВ¹⁾,
доктор хим. наук, старший научный сотрудник
И.Э. ВЛАСОВА¹⁾,
канд. хим. наук, старший научный сотрудник
С.Н. ГАЙДАМАКА¹⁾,
канд. хим. наук, научный сотрудник
А.А. НОВАКОВА¹⁾,
доктор физ.-мат. наук, главный научный сотрудник
В.М. АВДЮХИНА¹⁾,
канд. физ.-мат. наук
И.С. ЛЕВИН¹⁾,
канд. физ.-мат. наук, младший научный сотрудник
М.В. ВЫСОЦКИЙ²⁾,
канд. физ.-мат. наук, доцент
Е.И. ХАИТ¹⁾,
ведущий электроник
Н.Х. ВОЛКОВА¹⁾,
ведущий электроник
¹⁾ Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова, Россия
²⁾ Киевский национальный университет
им. Т. Шевченко, Украина
E-mail: prfnart@mail.ru

ПРОБЛЕМА И РЕАЛИЗАЦИЯ УСТОЙЧИВОЙ ГЕНЕРАЦИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ДЕЙТЕРИРОВАННЫМ ТИТАНОМ, НАХОДЯЩИМСЯ В ПОЛЕ ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ

В работе представлены результаты экспериментов по изучению влияния незатухающих высокочастотных тепловых волн, генерируемых и распространяющихся в воздухе при кавитации струи воды в закрытой камере, на структуру и ядерные процессы в объеме удаленного дейтерированного поликристаллического образца титана с размерами зерен не более 50 микрон. Впервые обнаружено, что при таком воздействии происходит устойчивая управляемая квазинепрерывная (накопительная) генерация альфа-частиц в процессе реакций синтеза ядер с участием ядер дейтерия при комнатной температуре.

Ключевые слова: кавитация в струе жидкости, ударные волны, уравнение теплопроводности, тепловые волны, поликристаллический титан, ядерный синтез при низкой энергии, альфа-частицы.

A.A. KORNILOVA¹⁾,
Cand. of Phys.-Math. Sciences, Senior Researcher
V.I. VYSOTSKI²⁾,
Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor,
Head of Department
Yu.A. SAPOZHNIKOV¹⁾,
Doctor of Chem. Sciences, Senior Researcher
I.E. VLASOVA¹⁾,
Cand. of Chem. Sciences, Senior Researcher
S.N. GAIDAMAKA¹⁾,
Cand. of Chem. Sciences, Researcher
A.A. NOVAKOVA¹⁾,
Doctor of Phys.-Math. Sciences, Principle Researcher
V.M. AVDYUKHINA¹⁾,
Cand. of Phys.-Math. Sciences
I.S. LEVIN¹⁾,
Cand. of Phys.-Math. Sciences, Junior Researcher
M.V. VYSOTSKY²⁾,
Cand. of Phys.-Math. Sciences, Associate Professor
E.I. KHAIT¹⁾,
Leading electronic specialist
N.Kh. VOLKOVA¹⁾,
Leading electronic specialist
¹⁾ *Moscow State University named*
after M.V. Lomonosov
²⁾ *Kyiv National Shevchenko University*

THE PROBLEM AND REALIZATION OF SUSTAINABLE GENERATION OF ALPHA-PARTICLES BY DITERATED TITANIUM IN THE FIELD OF THERMAL WAVE

The paper presents the results of experiments on the action of undamped high-frequency heat waves generated and propagating in the air during the cavitation of a water jet in a closed chamber to the structure and nuclear processes in the volume of a remote deuterated polycrystalline titanium sample with grain sizes of not more than 50 microns. It was found for the first time that under this influence, stable controlled quasicontinuous (accumulation) generation of alpha particles occurs in the course of nuclear fusion reactions involving deuterium nuclei at room temperature.

Key words: cavitation in a liquid jet, shock waves, heat conduction equation, thermal waves, polycrystalline titanium, nuclear fusion at low energy, alpha particles.

DOI: 10.25791/infizik.05.2018.009

Введение

Проблема управляемого ядерного синтеза относится, вне сомнений, к одной из наиболее актуальных проблем современной физики. Основное препятствие к решению этой проблемы связано с необходимостью использования плотной высокотемпературной плазмы и ее удержанием в течение достаточно длительного времени (критерий Лоусона). Традиционный метод обеспечения таких условий основан на инерционном или долговременном удержании термоядерной плазмы, нагретой до температуры около 10 кэВ. Этот термоядерный метод исследуется в течение 60 лет в разных

лабораториях мира, причем перспектива достижения положительного результата до сих пор остается достаточно неопределенной, несмотря на очень большие финансовые и интеллектуальные усилия.

В данной работе рассмотрен другой метод, связанный со стимуляцией таких реакций при управляемом слабоинтенсивном воздействии на поликристаллическую твердотельную мишень (дейтерированный титан), содержащую дейтерий. Таким стимулирующим фактором является высокочастотная незатухающая тепловая волна, генерируемая и распространяющаяся в воздухе до соприкосновения с мишенью при кавитации струи воды в закрытой камере.

1. Физическая природа существования незатухающих температурных волн и особенности их возбуждения и распространения

В экспериментальных работах [1...11] обнаружены неизвестные ранее тепловые процессы, формирование которых происходит на поверхности, генерирующей рентгеновское излучение. Наиболее интересные результаты были связаны с регистрацией акустическим детектором высокочастотных колебаний на большом расстоянии от этой поверхности. Частота гиперзвуковых колебаний соответствовала десяткам мегагерц, а их регистрация на большом расстоянии от источника прямо противоречила законам классической акустики (известно, что в воздухе гиперзвуковые волны такой частоты не распространяются). Регистрируемые сигналы, соответствующие не акустическим, а тепловым (температурным) волнам, были проанализированы и частично исследованы.

Кратко рассмотрим предпосылки существования таких волн.

«Стандартная» классическая термодинамика является наукой с большой предысторией, развитым теоретическим аппаратом и бесчисленными примерами эффективного приложения к реальным задачам и экспериментам. Она основывается и использует систему базовых уравнений, которые являются (как и все без исключения уравнения классической физики) обобщением известных экспериментов.

Одним из основных уравнений для переноса тепла является феноменологический закон Фурье, который определяет зависимость потока тепла от температуры и в случае среды с постоянным коэффициентом теплопроводности λ имеет вид

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) = -\lambda \cdot \text{grad}(T(\mathbf{r}, t)). \quad (1)$$

Если объединить это уравнение с законом сохранения энергии для локальной области (уравнением непрерывности) при наличии распределенного источника тепла σ в среде с объемной плотностью ρ и теплоемкостью c_v ,

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \text{div} \mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + \sigma(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

то можно получить классическое уравнение теплопроводности

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \text{div} \{ \lambda \text{grad}[T(\mathbf{r}, t)] \} + \sigma(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

Эти три базовых уравнения неявным образом основываются на двух фундаментальных приближениях, которые лежат в основе классической термодинамики: *принципе локального*

термодинамического равновесия и принципе локальности.

Первый из них фактически постулирует возможность описания неравновесной системы, в которой присутствуют градиенты температуры, концентрации и т.д. через локальные равновесные состояния небольших подсистем. Иными словами, вся макросистема условно разделяется на совокупность небольших подсистем, каждая из которых всегда равновесна внутри себя, а все неравновесные процессы происходят посредством взаимодействия этих подсистем. Такое приближение справедливо только для медленных процессов, когда время релаксации подсистем к равновесному состоянию τ существенно меньше характерного времени процесса (например, длительности теплового фронта для импульсного или периода для периодических процессов возбуждения тепла). Второй принцип обосновывает переход от закона (уравнения) сохранения энергии в интегральной форме к уравнению в дифференциальной (локальной) форме.

Для построения корректного уравнения теплопроводности в системах, не ограниченных требованием большого времени термодинамической релаксации (в частности, при наличии произвольной задержки τ или в случае очень быстрого изменения температуры), необходимо использовать, наряду с законом сохранения энергии (2), также общее уравнение для потока тепла с произвольной задержкой, наличие и причины которой определяется «памятью» конкретного механизма теплопереноса.

Например, механизм «памяти» может быть связан со временем релаксации возбуждения, полученного по одному каналу конкретным элементом системы, на локальное окружение этого элемента. Такой механизм релаксации связан, например, со временем установления локального равновесия электронной подсистемы в металлах, сверхпроводниках и полупроводниках, для которых $\tau \approx 10^{-13} \dots 10^{-10}$ с. В плазме время установления равновесного (максвеловского) распределения в пределах электронной подсистемы в небольшой области равно

$$\tau^{(ee)} \approx \sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2} / 4\pi \Lambda n_e e^4, \quad (4)$$

здесь n_e , m_e , T_e – соответственно, концентрация электронов, масса электрона и электронная температур; $\Lambda \approx 10$ – «кулоновский» логарифм.

Для ионной подсистемы в той же плазме время релаксации равно

$$\tau^{(ii)} \approx \sqrt{m_i / m_e} \tau^{(ee)}. \quad (5)$$

В газе время релаксации (время локальной термализации) определяется рядом последовательных упругих столкновений и зависит от сечения рассеяния, концентрации частиц (молекул газа) и от скорости движения частиц, т.е. от температуры газа. В частности, в воздухе длительность процесса «максвеллизации» $\tau \approx 10/n < \sigma(v)v >$ определяется сечением упругого рассеяния $\sigma(v)$, текущей скоростью v частиц среды с учетом их нагрева тепловой волной и концентрацией этих частиц n . При изменении температуры, плотности или состава воздуха (например, при наличии водяных паров), величина τ может изменяться в широких пределах ($\tau \approx 10^{-7} \dots 10^{-8}$ с). В воде $\tau \approx 1 \dots 10$ пс.

Последовательный учет этих обстоятельств приводит к более адекватной форме уравнения температуропроводности

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t + \tau)}{\partial t} = \text{div}[\lambda \cdot \text{grad}(T(\mathbf{r}, t))] + \sigma(\mathbf{r}, t + \tau), (6)$$

которое описывает пространственное и временное распределение температуры в реальной среде при наличии источников $\sigma(\mathbf{r}, t + \tau) \neq 0$ или в их отсутствии $\sigma(\mathbf{r}, t + \tau) = 0$.

Общее решение этого уравнения в отсутствии источников имеет вид:

$$\begin{aligned} T = & A \exp\left(-\kappa \frac{\cos \omega t}{\sqrt{1 + \sin \omega t}} x\right) \times \\ & \times \exp\left\{i\left(\omega t - \kappa \sqrt{1 + \sin \omega t} x\right)\right\} + \\ & + B \exp\left(\kappa \frac{\cos \omega t}{\sqrt{1 + \sin \omega t}} x\right) \times \\ & \times \exp\left\{i\left(\omega t + \kappa \sqrt{1 + \sin \omega t} x\right)\right\}, \cos \omega t \geq 0. \end{aligned} (7)$$

Здесь $\kappa = \sqrt{\omega / 2G}$, $G = \lambda / \rho c_v$ – коэффициент температуропроводности, зависящий от коэффициента теплопроводности, плотности и теплоемкости среды.

Фазовые скорости обеих волн

$$\begin{aligned} v = \omega / k_1^{(1,2)} &= \pm \sqrt{\frac{2G\omega}{1 + \sin \omega t}} = \\ &= \pm \frac{\sqrt{2G\omega}}{|\cos(\omega t / 2) + \sin(\omega t / 2)|} \end{aligned} (8)$$

зависят как от коэффициента температуропроводности $G = \lambda / \rho c_v$, так и от времени задержки τ и частоты волны ω .

Это решение имеет физический смысл при выполнении условия $\cos \omega t \geq 0$. В таком случае оно описывает реальную ситуацию – затухание тепловой волны в направлении ее распространения. При условии $\cos \omega t < 0$ тепловые волны не возбуждаются.

В случае $\cos \omega t = 0$ и $\sin \omega t = 1$, чему соответствует условие $\omega t = 2n\pi + \pi/2$, $n = 0, 1, 2, \dots$, решение уравнений с временной задержкой имеет вид незатухающих прямой и обратной тепловых волн

$$T(x, t) = A e^{i(\omega t - \kappa \sqrt{2}x)} + B e^{i(\omega t + \kappa \sqrt{2}x)} (9)$$

которые двигаются в противоположные стороны с фазовыми скоростями

$$v_n = \pm \sqrt{G\omega_n} = \pm \sqrt{G(2n + 1/2)\pi / \tau}, \quad n = 0, 1, 2, \dots (10)$$

Исходя из этих расчетов следует ожидать, что минимальная частота таких незатухающих волн в воздухе должны соответствовать величине $\omega_{\min} = \pi/2\tau \approx 70 \dots 90$ МГц.

2. Предварительный анализ особенностей действия незатухающей температурной волны на физические объекты

Процесс возбуждения незатухающей волны связан с ее возможными источниками.

Это может быть как исходный источник переменного локального нагрева с частотой изменения температуры, близкой к одной из оптимальных частот $\omega_n = \pi(2n + 1/2)\tau$, $n = 0, 1, 2, \dots$ (такой модулированный нагрев может быть реализован, например, модулированным лазерным лучом), так и источник коротких импульсов нагрева, длительность которых $\Delta t \leq \tau$ не превышает время термодинамической релаксации. В последнем случае в спектре этого импульса будут присутствовать необходимые спектральные компоненты.

Из сути процесса распространения и поглощения такой волны следует, что исходная тепловая (температурная) волна будет представлять собой, фактически, волновой пакет с центральной частотой, совпадающей с ω_n , и узкой полосой частот $\Delta\omega$, примыкающей к этой частоте. Ширина этой полосы определяется из условия, чтобы тепловые волны с частотами, соответствующими границе этого интервала также доходили до места регистрации при допустимом поглощении в данной среде (как правило, ослабленными не более чем в 2 раза).

При попадании этого пакета на границу с другой средой (например, на границу воздух–металл) происходит очень резкий кратковременный нагрев этой границы, что ведет к возбуждению внутри второй среды (в решетке металла) ударной акустической волны (фактически – очень короткого пакета), который распространяется в ней без заметного ослабления. Когда эта ударная волна достигает, например, потенциальной ямы, где находится атом водорода или дейтерия, локализованный

между двумя более тяжелыми атомами, то имеет место импульсная модуляция параметров этой ямы – ее очень быстрое сжатие и последующее расширение.

В экспериментах по кавитации также были обнаружены эффекты, связанные с генерацией когерентного рентгеновского излучения, которое может существенно влиять на формирование незатухающих тепловых волн [7...11].

Еще один аспект относится к особенностям протекания ядерных реакций в модулированных потенциальных ямах. Такая деформация ведет к формированию квантовых когерентных коррелированных состояний легких ядер (например, протона или дейтрона), находящихся в этой яме. В работах [12, 13] было показано, что в таком состоянии имеет место генерация очень больших по амплитуде кратковременных флуктуаций энергии частицы, связанная с синхронизацией колебательных состояний. Амплитуда этих флуктуаций при типичной тепловой энергии кристаллической решетки на уровне 0,025 эВ может достигать (и превышать) $\delta E = 30 \dots 50$ кэВ, что достаточно для реализации эффективного ядерного синтеза как между разными дейтронами, так и между этим конкретным протоном или дейтроном и ядром решетки.

Эта общая схема может быть оптимизированной, если решетка, содержащая эти частицы, находится в напряженном (квазистационарном) состоянии. В частности, при достаточно большой степени насыщения металлгидрида водородом или дейтерием в последней появляются внутренние напряжения, которые могут приводить к растрескиванию решетки и формированию микротрещин. В каждом акте образования такой микротрещины также происходит формирование когерентных коррелированных состояний дейтронов, находящихся в объеме образуемой трещины. Поскольку таких дейтронов в зоне микротрещины может находиться очень много, то эффект «раскрытия» такой микротрещины может давать мощные импульсы частиц и излучения, сопровождающего ядерные реакции. Однако такой процесс микрорастрескивания является спонтанным, а моменты раскрытия разных микротрещин обычно являются независимыми. В то же время очень короткая ударная волна, формируемая за счет тепловой волны, приводит к синхронизации (а также стимуляции) процесса раскрытия таких микротрещин и резко увеличивает эффективность ядерных реакций.

Подобным образом действие таких волн может стимулировать различные фазовые переходы с изменением локальной топологии решетки, что

может приводить к сопутствующему формированию когерентных коррелированных состояний, сопровождаемых генерацией гигантских флуктуаций энергий частиц.

Одним из проявлений таких синхронизованных флуктуаций является генерация мощных импульсов рентгеновского излучения, которое было обнаружено и исследовано в многочисленных экспериментах [7...11].

3. Анализ особенности действия тепловой волны на физические объекты

В качестве объекта действия тепловой волны были выбраны образцы поликристаллического дейтерированного титана с размерами зерен не более 50 микрон. Эти образцы имели форму цилиндра длиной около 1 см и диаметром около 7 мм. Стимулирующие высокочастотные тепловые волны падали на этот образец в направлении оси цилиндра, т.е. перпендикулярно торцевой поверхности.

3.1. Рентгенодифрактометрический анализ образцов дейтерированного титана

Фазовый состав одного образца титана и трех образцов титана, насыщенных дейтерием, до и после облучения исследовался с помощью рентгеновского дифрактометра Rigaku Rotaflex RU-200 с трубкой с вращающимся медным анодом. Режим работы рентгеновского источника: напряжение и ток пучка электронов – 50 кВ и 160 мА, длина волны характеристического K_{α} -излучения 1,54178 Å, а для исключения вклада от K_{β} -излучения использовался никелевый фильтр. Съемка производилась на горизонтальном гониометре Rigaku D-MAX/RC в геометрии Брэгга-Брентано в режиме непрерывного θ – 2θ сканирования в угловом диапазоне (2θ) 25...80 градусов с шагом 0,02 градуса и скоростью 1 градус/мин. В качестве детектора рассеянного образцом рентгеновского излучения использовался сцинтилляционный счетчик.

Исследование образца титана до облучения выявило, что помимо фазы чистого титана, характеризующейся гексагональной кристаллической решеткой с параметрами элементарной ячейки $a = 2,944$ Å, $c = 4,678$ Å (номер карточки 01–089–5009 в базе дифракционных данных PDF-2), в образце присутствовала также фаза оксида титана TiO, обладающая гранецентрированной кубической ячейкой с периодом решетки 4,180 Å.

Было установлено, что фазовый состав всех трех исследованных образцов титана, насыщенных дейтерием, был одинаков: в них превалировала

фаза нестехиометрического дейтерида титана $TiD_{1,5}$ с кубической гранцентрированной элементарной ячейкой с периодом решетки 4,403 Å (номер карточки 01–078–2216 в базе дифракционных данных PDF-2), также присутствовали дифракционные линии, относящиеся, предположительно, к фазам $TiD_{1,55}$ и $TiD_{1,6}$. Подобные фазы нестехиометрических дейтеридов титана были установлены также в работе [14].

Было обнаружено, что после 5-минутного облучения насыщенными дейтерием и чистых образцов титана тепловыми волнами их фазовый состав не изменился, однако, все дифракционные максимумы на соответствующих дифрактограммах сдвинулись в сторону больших углов дифракции относительно их положения при рентгенографировании образцов до облучения, что свидетельствует о сжатии их кристаллических решеток при взаимодействии с облучением, а также незначительно изменились доли сосуществующих фаз и форма из дифракционных линий (см. табл. 2).

Периоды элементарной ячейки фаз, имеющих большую долю, чистого титана и дейтерида $TiD_{1,5}$ уточнялись в программе MDI Jade 6.5. Результаты рассчитанных периодов решетки для образцов до и после облучения приведены в таблице 1.

Размеры ОКР определялись по формуле Селякова для ОКР типа (100). Доли сосуществующих фаз оценивались из отношения интегральных интенсивностей соответствующих фаз.

Видно, что после облучения для всех фаз произошло небольшое увеличение размеров ОКР типа (100).

3.2. Альфа-трековый анализ образцов дейтерированного титана

Для проведения альфа-трекового анализа использовался пластиковый детектор из поликарбоната (полиаллил дигликоля) типа CR-39 плотностью 1,3 г/см³. Толщина листа детектора марки «TASTRAK®» (Track Analysis Systems Ltd, Бристоль, Великобритания) составляла 1 мм. Типичная постановка экспериментов соответствовала расположению детектора на расстоянии в 5 мм от поверхности мишени, на которую воздействовала тепловая волна в течение определенного времени (например, 20 и 40 мин).

После этого детектор подвергался травлению 6,25 М раствором NaOH 3,5 ч при температуре 80 °С. Изображение альфа-треков фотографировалось с помощью оптического микроскопа Olympus BX-51 с программой ImageScoreM. По положению и направлению альфа-треков определялось расположение и направление движения частицы.

Фотографии большого фрагмента твердотельного трекового детектора, находящегося возле торцевой и боковой поверхностей образца во время одной из серий воздействия на него тепловой волны, представлены на рисунке 1.

Данные, представленные на рисунке 1А, соответствуют геометрии, когда детектор размещался на расстоянии 5 мм за обратной (по отношению к источнику тепловой волны) торцевой поверхностью образца. На рисунке 2Б представлена фотография фрагмента трекового детектора, который располагался параллельно боковой поверхности цилиндрического образца на аналогичном расстоянии. Оба детектора экспонировались одинаковое время (40 мин). На рисунке 1А траектории

Таблица 1

Результаты рассчитанных периодов решетки для образцов до и после облучения тепловыми волнами

Образец	Период кристаллической решетки (а) до/после облучения, Å ($\pm 4 \cdot 10^{-3}$ Å)	Период кристаллической решетки (с) до/после облучения, Å ($\pm 4 \cdot 10^{-3}$ Å)	Относительное изменение периода решетки при облучении, %	
Чистый титан	2,939 / 2,927	4,691 / 4,669	-0,4	-0,5
Ti-D №1	4,404 / 4,396		-0,2	
Ti-D №2	4,403 / 4,399		-0,1	
Ti-D №3	4,402 / 4,402		0	

Таблица 2

Размеры областей когерентного рассеяния (ОКР) и доля сосуществующих фаз

	Ti (100)	TiD 1 (200)			TiD 2 (200)			TiD 3 (200)		
		1,5D	1,55D	1,6D	1,5D	1,55D	1,6D	1,5D	1,55D	1,6D
D до облучения ± 6 Å	167	160	200	254	155	174	244	161	182	249
D после облучения ± 6 Å	178	165	274	295	160	219	265	169	166	310
Доля фаз до облучения $\pm 0,5\%$	100	88,0	7,0	5,0	87,8	5,6	6,6	87,3	5,8	6,9
Доля фаз после облучения $\pm 0,5\%$	100	88,2	6,8	4,9	88,1	5,3	6,6	86,9	8,3	4,8

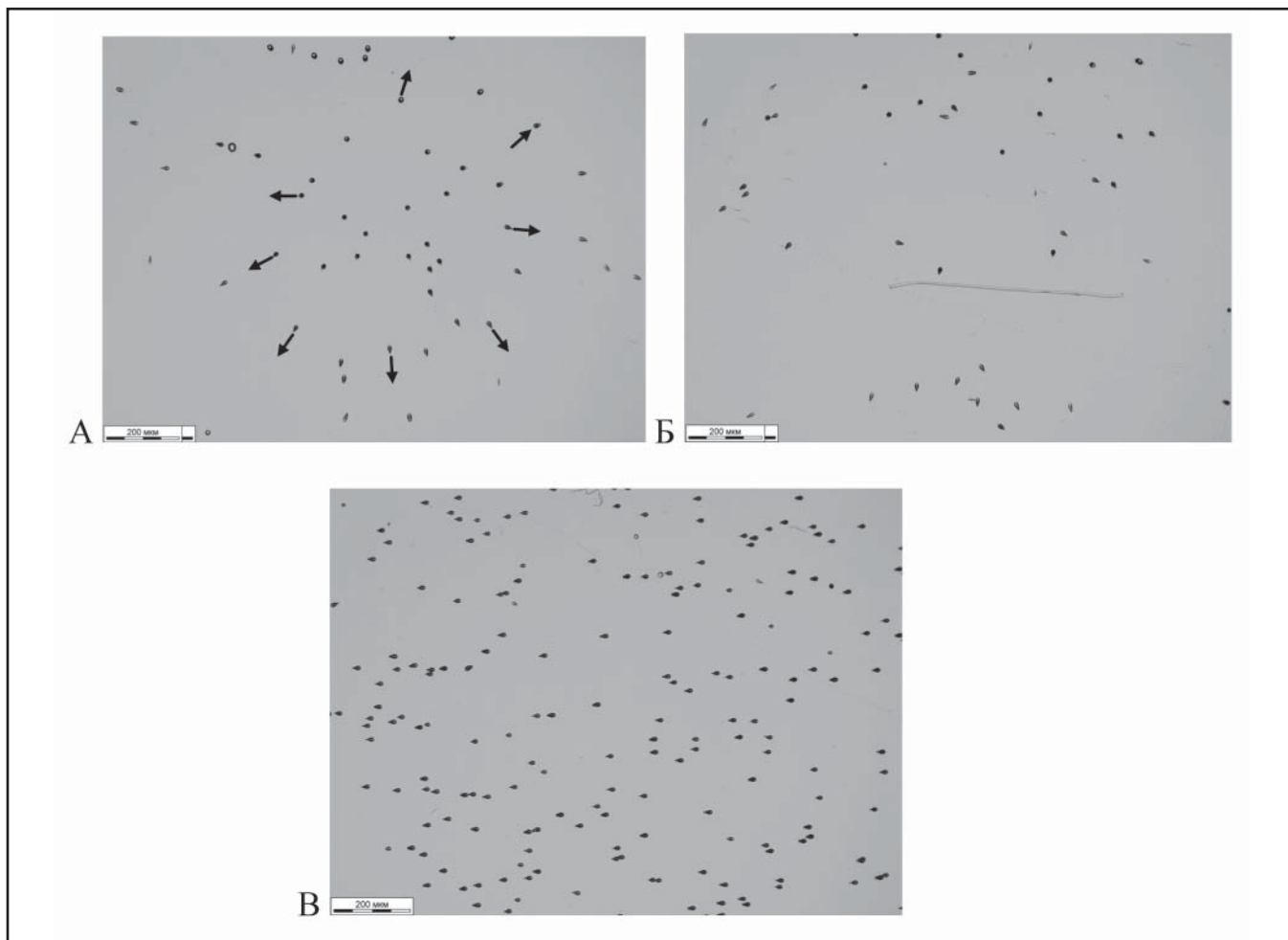


Рис. 1. Микроскопический трековый анализ пространственного распределения и направления движения альфа-частиц в образцах, подвергнутых действию тепловой волны в течение 40 мин при расположении трекового детектора около торцевой (рис. 1А) и боковой (цилиндрической) (рис. 1Б) поверхностей дейтерированного образца. Рисунок 1В соответствует контрольному измерению с использованием альфа-излучателя на основе комбинации трех радионуклидов – уран-233, плутоний-239 и плутоний-238

движения основных групп частиц отмечены стрелками. Для контроля на рисунке 1В представлен фрагмент аналогичного трекового детектора, облученного эталонным источником альфа излучения «триплет» – уран-233, плутоний-239 и плутоний-238.

Из вида трекового детектора, представленного на рис. 1А и соответствующего симметричному расположению торцевой поверхности образца по отношению к детектору, следует, что траектории движения регистрируемых частиц также характеризовались центральной симметрией, что хорошо согласуется с предположением о аксиально-симметричном разлете продуктов ядерной реакции. Важно отметить, что параметры и основные характеристики альфа-треков в экспериментальных и контрольном детекторах были практически идентичными.

Заключение

Очень важным является вопрос о типе ядерной реакции, наблюдаемой в данных экспериментах,

а также о типе частиц, регистрируемых трековыми детекторами. Хорошо известно, что при большой энергии дейтронов большую (и примерно одинаковую) вероятность имеют две реакции

$$d + d = p + t + 4,03 \text{ МэВ}, \quad (11)$$

$$d + d = n + \text{He}^3 + 3,27 \text{ МэВ}. \quad (12)$$

Сечение этих реакций равно 0,09 бн.

Третья возможная реакция

$$d + d = \text{He}^4 + 23,8 \text{ МэВ} \quad (13)$$

при большой энергии взаимодействующих частиц имеет очень малую вероятность (ее сечение равно 10^{-26} бн).

Ситуация принципиально меняется при низкой энергии дейтронов. В этом случае процесс взаимодействия определяется не реальной энергией частицы (она очень мала для протекания таких реакций между заряженными частицами), а виртуальной энергией

(гигантскими флуктуациями энергии), образуемой в результате формирования когерентных коррелированных состояний.

В наиболее концентрированном виде эти состояния характеризуются видоизмененными соотношениями неопределенностей, называемыми соотношениями Шредингера-Робертсона для импульса и координаты

$$\delta q \delta p \geq \frac{\hbar^*}{2}, \quad \hbar^* = \frac{\hbar}{\sqrt{1-r_{pq}^2}} \equiv G_{pq} \hbar, r_{pq} = \frac{\langle qp + pq \rangle / 2 - \langle q \rangle \langle p \rangle}{\sqrt{\langle q^2 \rangle \langle p^2 \rangle}}, \quad (14)$$

а также энергии и времени

$$\delta E \delta t \geq \frac{\hbar^*}{2}, \quad \hbar^* = \frac{\hbar}{\sqrt{1-r_{Et}^2}} \equiv G_{Et} \hbar, r_{Et} = \frac{\langle Et + tE \rangle / 2 - \langle E \rangle \langle t \rangle}{\sqrt{\langle E^2 \rangle \langle t^2 \rangle}}. \quad (15)$$

Принципиальное отличие этих соотношений от хорошо известного соотношения неопределенностей Гейзенберга состоит в возможности введения эффективной постоянной Планка $\hbar^* = \hbar / \sqrt{1-r^2}$, величина которой может на много порядков превышать «стандартную» постоянную Планка \hbar .

В этих соотношениях величина r является коэффициентом корреляции, а G -коэффициентом эффективности корреляции. Было показано [12, 13], что в процессах деформации микротрещин величина G может достигать очень больших значений $G \geq 10^3 \dots 10^5$.

Важность этой характеристики следует из простого примера, демонстрирующего эффективность использования когерентного коррелированного состояния для оптимизации ядерных реакций при низкой энергии. Из формулы (14) следует простая оценка для нижнего предела (минимальной величины) флуктуации кинетической энергии частицы массой M , локализованной в пределах пространственного интервала δq

$$\delta E^{(\min)} = (\delta p)^2 / 2M = G^2 \hbar^2 / 8M (\delta q)^2. \quad (16)$$

В частности, при локализации дейтрона в типичном для конденсированных сред межатомном пространстве с периодом $a = 1,5A$ (при этом $\delta q \leq 0,75A$) флуктуация энергии в когерентном коррелированном состоянии с $G = 10^4$, превышает величину $\delta E^{(\min)} = 50$ кэВ, которая даже на этом нижнем пороге существенно превышает температуру, планируемую для токамаков. Необходимо отметить, что реальная амплитуда этой флуктуации может значительно превосходить $\delta E^{(\min)}$.

В таком коррелированном состоянии вероятность реакции (13) за счет специфики

использования виртуальной энергии [12, 13] может превышать вероятность «стандартных» реакций (11) и (12).

Эти вопросы будут рассмотрены в дальнейшем, а на данном этапе исследований достаточно эффективным представляется метод сравнения вида треков на экспериментальных и контрольном детекторах. Очень высокая степень идентичности треков свидетельствует о том, что в данном эксперименте также регистрировались альфа-частицы типа He^3 и He^4 .

Данные исследования будут продолжены, однако, даже на этой их стадии очевидно, что метод такого дистанционного стимулирования ядерного синтеза открывает новые возможности и перспективы реализации управляемого ядерного синтеза.

Авторы выражают свою благодарность компании «ЭрисКом» и Лазареву Андрею Германовичу за научно-техническую поддержку при выполнении данных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (REFERENCES)

1. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Василенко А.О., Томак В.И. Обнаружение и исследование незатухающих температурных волн, возбуждаемых при кавитации струи воды // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2014. № 11. С. 106...112 [Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O., Tomak V.I. Detection and investigation of undamped temperature waves excitation under water jet cavitation. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, Journal of Surface Investigation.* 2014. Vol. 11. Pp. 106...112].
2. Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O. Observation and investigation of X-ray and thermal effects at cavitation. *Current Science.* 2015. Vol. 108. No. 4. Pp. 114...119.
3. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Василенко А.О., Томак В.И., Корнеева Ю.В., Крит Т.Б., Высоцкий М.В. Исследование аномальных радиационных и тепловых явлений при кавитации струи жидкости. Часть 2. Генерация и исследование незатухающих тепловых волн, формируемых при кавитации // *Инженерная физика.* 2016. № 4. С. 9...20 [Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O., Tomak V.I., Korneeva Yu.V., Krit T.B., Vysotsky M.V. Investigation of anomalous radiation and thermal phenomena during cavitation of a liquid jet. Part 2. Generation and investigation of undamped heat waves generated during cavitation.

- Engineering Physics*. 2016. № 4. Pp. 9...20] (in Russian).
4. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Василенко А.О., Высоцкий М.В., Хаит Е.И., Волкова Н.Х. Обнаружение и исследование аномальных (незатухающих) тепловых волн Радиоэлектроника. *Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ)*. 2016. Т. 8. № 2. С. 196...206 [Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O., Vysotsky M.V., Khait E.I., Volkova N.Kh. Detection and investigation of anomalous (undamped) thermal waves. *Radioelectronics. Nanosystems. Information technologies (RENSIT)*. 2016. Vol. 8. № 2. Pp. 196...206] (in Russian).
 5. Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O., Krit T.B., Vysotskiy M.V. The prediction, observation and study of long-distant undamped thermal waves generated in pulse radiative processes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. 2017. Vol. 402. Pp. 251...255.
 6. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Крит Т.Б., Высоцкий М.В. Обнаружение на большом расстоянии и исследование незатухающих направленных температурных волн, формируемых при взаимодействии кавитирующей струи воды с мишенями // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2017. № 7. С. 74...81 [Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Krit T.B., Vysotskiy M.V. On the long-range detection and study of undamped directed temperature waves generated during the interaction between a cavitating water jet and targets. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 2017. № 7. Pp. 74...81] (in Russian).
 7. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Корнеева Ю.В., Крит Т.Б. Исследование аномальных радиационных и тепловых явлений при кавитации струи жидкости. 1. Аномальные эффекты при генерации рентгеновского излучения стимулированного процессом кавитации жидкости // *Инженерная физика*. 2016. № 2. С. 33...45 [Vysotskiy V.I., Kornilova A.A., Korneeva Yu.V., Krit T.B. Investigation of anomalous radiation and heat phenomena in cavitation liquid jet 1. Anomalous effects in the generation of x-ray radiation stimulated by liquid cavitation. *Engineering Physics*. 2016. № 2. P. 33...45] (in Russian).
 8. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Колдамасов А.И., Hyun Ik Yang, Denis B. McConnell, Десятков А.В. Генерация интенсивного направленного излучения при быстром движении струи жидкости сквозь узкие диэлектрические каналы // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2007. № 3. С. 55...60 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Koldamasov A.I., Hyun Ik Yang, Denis B. McConnell, Desyatov A.V. Generation of intense directional radiation with a rapid motion of a liquid stream through narrow dielectric channels. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 2007. № 3. Pp. 55...60] (in Russian).
 9. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Десятков А.В. Генерация рентгеновского излучения при пузырьковой кавитации быстрой струи жидкости в диэлектрических каналах // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2009. № 4. С. 17...26 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Sysoev N.N., Desyatov A.V. Generation of X-ray radiation during bubble cavitation of a fast jet of liquid in dielectric channels. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 2009. № 4. Pp. 17...26] (in Russian).
 10. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Литвин Н.К., Томак В.И., Барзов А.А. Ударно-кавитационный механизм генерации рентгеновского излучения при кавитации быстрой струи воды // *Вестник МГУ, серия «Физика, астрономия»*. 2010. № 1. С. 46...50 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Sysoev N.N., Litvin N.K., Tomak V.I., Barzov A.A. Shock-Cavitational Mechanism of X-Ray Generation During Fast Water Stream Cavitation. *Moscow University Physics Bulletin*. 2010. No. 1. Pp. 46...50] (in Russian).
 11. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Литвин Н.К., Томак В.И., Барзов А.А. Генерация интенсивного рентгеновского излучения при выходе быстрой струи воды из металлического канала в атмосферу // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2010. № 12. С. 53...63 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Sysoev N.N., Litvin N.K., Tomak V.I., Barzov A.A. Generation of intense X-ray radiation at the exit of a fast stream of water from a metal channel into the atmosphere. *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 2010. № 12. Pp. 53...63] (in Russian).
 12. Высоцкий В.И., Высоцкий М.В. Формирование коррелированных состояний и оптимизация туннельного эффекта для частиц с низкой энергией при немонохроматическом и импульсном воздействии на потенциальный барьер // *ЖЭТФ*. 2015. Т. 148. № 4(10). С. 643...657 [Vysotskii V.I., Vysotskiy M.V. The formation of correlated states and optimization of the tunnel effect for low-energy particles under nonmonochromatic and pulsed action on a potential barrier. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2015. Vol. 148. No. 4(10). Pp. 643...657] (in Russian).

13. Высоккий В.И., Высоккий М.В. Формирование коррелированных состояний и туннелирование при низкой энергии и управляемом импульсном воздействии на частицы // *ЖЭТФ*. 2017. Т. 152. № 2. С. 234...251 [Vysotskii V.I., Vysotskiy M.V. Formation of correlated states and tunneling for a low energy and controlled pulsed action on particles. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2017. Vol. 152. No. 2. Pp. 234...251] (in Russian).
14. Numakura H., Koiwa M., Asano H., Izumi F. Neutron Diffraction Study of The Metastable gamma Titanium Deuteride. *Acta Metallurgica*. 1988. Vol. 36. Pp. 2267...2273.

Сведения об авторах

¹⁾ **Корнилова Алла Александровна**, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник физического факультета МГУ
E-mail: prfnart@mail.ru

²⁾ **Высоцкий Владимир Иванович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедры
E-mail: vivysotskii@gmail.com

¹⁾ **Сапожников Юрий Александрович**, доктор хим. наук, старший научный сотрудник химического факультета МГУ

¹⁾ **Власова Ирина Энгельсовна**, канд. хим. наук, старший научный сотрудник химического факультета МГУ

¹⁾ **Гайдамака Сергей Николаевич**, канд. хим. наук, научный сотрудник химического факультета МГУ

¹⁾ **Новакова Алла Андреевна**, доктор физ.-мат. наук, главный научный сотрудник физического факультета МГУ

¹⁾ **Авдюхина Валентина Михайловна**, канд. физ.-мат. наук, физический факультета МГУ

¹⁾ **Левин Иван Сергеевич**, канд. физ.-мат. наук, младший научный сотрудник физического факультета МГУ

²⁾ **Высоцкий Михаил Владимирович**, канд. физ.-мат. наук, доцент

¹⁾ **Хаит Ефим Ильич**, ведущий электроник физического факультета МГУ

¹⁾ **Волкова Наиля Хасьянова**, ведущий электроник физического факультета МГУ

¹⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия
119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 2, физический факультет

119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 3, химический факультет

²⁾ Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Украина

Украина, 01601, ул Владимирская 64

Information about authors

¹⁾ **Kornilova Alla A.**, Cand. of Phys.-Math. Sciences, Senior Researcher

E-mail: prfnart@mail.ru

²⁾ **Vysotskii Vladimir I.**, Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, Head of Department

¹⁾ **Sapozhnikov Yury A.**, Doctor of Chem. Sciences, Senior Researcher

¹⁾ **Vlasova Irina E.**, Cand. of Chem. Sciences, Senior Researcher

¹⁾ **Gaidamaka Sergey N.**, Cand. of Chem. Sciences, Researcher

¹⁾ **Novakova Alla A.**, Doctor of Phys.-Math. Sciences, Principle Researcher

¹⁾ **Avdyukhina Valentina M.**, Cand. of Phys.-Math. Sciences

¹⁾ **Levin Ivan S.**, Cand. of Phys.-Math. Sciences, Junior Researcher

²⁾ **Vysotsky Mikhail V.**, Cand. of Phys.-Math. Sciences, Associate Professor

¹⁾ **Hait Efim I.**, Leading electronic specialist

¹⁾ **Volkova Nailya H.**, Leading electronic specialist

¹⁾ Lomonosov Moscow State University

Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russian Federation

²⁾ Kiev National Shevchenko University

Ukraine, 01601, Vladimirskaya str. 64