

УДК 537.528:539.17

Реакции ядерного синтеза в мезофазном веществе в процессе электрического взрыва

М. М. Мартынюк, Н. Ю. Кравченко

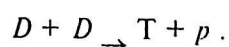
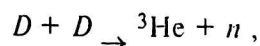
Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Дан обзор экспериментальных исследований реакций ядерного синтеза в процессе электрического взрыва проводников, содержащих дейтерий. Описаны механизмы электрического взрыва металлических проводников и острий. Показано, что в процессе электрического взрыва реакции ядерного синтеза протекают в мезофазном состоянии вещества, которое является промежуточным между жидким и газообразным состояниями. Предложен метод исследования D, D-реакции при электрическом взрыве металлических острий в тяжелой воде. Дано описание экспериментальной установки.

Обзор экспериментальных исследований

Исследования возможности реакции ядерного синтеза в процессе электрического взрыва проводников, содержащих дейтерий, проводились в ряде научных центров [1–4]. D,D-реакция с оди-

наковой вероятностью может протекать по двум каналам:



Продуктами этой реакции являются: ядра ${}^3\text{He}$, нейтроны n , ядра трития T и протоны p . Регистрация этих частиц в процессе опытов подтверждает возможность протекания такой реакции.

Электрический взрыв проводника происходит в процессе разряда заряженного конденсатора через проводник. Характер электрического взрыва определяется параметрами разрядного контура и параметрами импульса тока: U_0 — начальное напряжение на конденсаторе; I_m — максимальное значение тока в первом импульсе; t_m — время достижения максимума тока. Энергия импульса тока должна быть выше теплоты испарения проводника. В процессе разряда проводник плавится, взрывается и частично переходит в плазменное состояние.

Во Французском атомном центре [1] исследовали электрический взрыв тантала, насыщенного дейтерием, при условиях: $U_0 = 40$ кВ, $I_m = 380$ кА, $t_m = 5$ мкс. Взрывы производили внутри камеры, стенки которой были покрыты пористым материалом, пропитанным раствором MnO_4K . После серии взрывов было обнаружено, что некоторое количество ${}^{55}\text{Mn}$ превратилось в ${}^{56}\text{Mn}$. Был сделан вывод, что в процессе электрического взрыва дейтерированного тантала протекала D, D -реакция с выбросом нейтронов, которые вызывали превращение ${}^{55}\text{Mn}$ в ${}^{56}\text{Mn}$. Оценено, что при одном взрыве происходил выброс около 10^6 нейтронов.

В Морской исследовательской лаборатории США [2] взрывали титановые проводники, содержащие от 10^{17} до 10^{20} атомов дейтерия при длительности импульса тока менее 1 мкс при его средней мощности около 10^{12} Вт. Установлено, что в процессе разряда на короткое время (10^{-8} – 10^{-7} с) возникало вещество с плотностью 10^{13} – 10^{20} см $^{-3}$, в котором были обнаружены высокоэнергетические состояния атомов. При одном взрыве зарегистрирован выброс около 10^{12} нейтронов, возникающих в процессе D, D -реакции.

В Кильском университете (Германия) под руководством Лохте-Хольтгревен проводили опыты с электрическим взрывом растворов лития в дейтерированном аммиаке ND_3 [3]. Были использованы растворы с процентным содержанием атомов: 70,5 % дейтерия, 23,5 % азота и 6 % лития. Такие растворы обладают электронной проводимостью; их удельная электропроводность сравнима с электропроводностью ртути. Раствор помещали в капилляр с внутренним диаметром от 0,5 до 1,5 мм и длиной 7–8 см; капилляры находились в камере с азотом под давлением от 10 до 20 ат. На концы капилляра подавали импульс напряжения от 150 до 200 кВ.

Осциллограмма тока при взрыве капилляра была подобна осциллограмме при взрыве металлического проводника. При сравнительно невысоком напряжении на этой осциллограмме четко фиксировалась пауза тока, при напряжении выше 100 кВ вместо паузы тока фиксировался его минимум. Максимальное значение тока в период его первого импульса достигало 10–20 кА. Во время падения тока в первом импульсе был зафиксирован резкий импульс выброса нейтронов длительностью от 30 до 50 нс (рис. 1). Время нагрева раствора до начальной точки выброса нейтронов увеличивалось от 50 до 300 нс при увеличении диаметра капилляра от 0,5 до 1,5 мм. Разрушение капилляра наблюдалось после выброса нейтронов. В процессе одного взрыва происходил выброс от 10^4 до 10^5 нейтронов, возникающих в процессе D, D -реакции, протекающей в веществе с плотностью около 10^{23} см $^{-3}$. По оценкам [3], температура вещества во время выброса нейтронов не превышала 5500 К (0,5 эВ); при более высокой температуре, когда вещество находилось в состоянии плазмы с малой плотностью, выброса нейтронов не наблюдали. При замене растворителя ND_3 на NH_3 нейтроны не были обнаружены в течение всего периода электрического разряда через раствор.

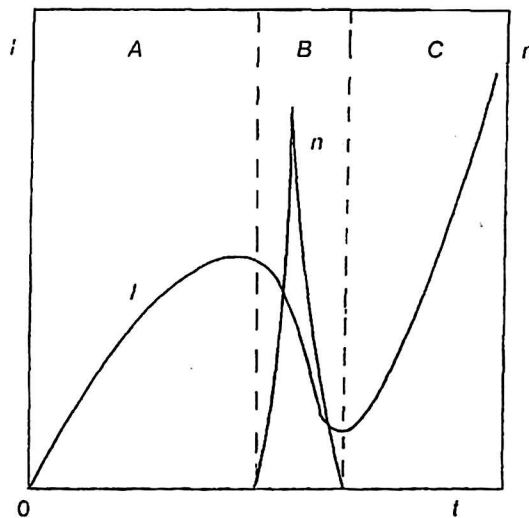
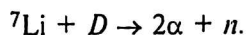


Рис. 1. Осциллограмма тока I и выброса нейтронов n при электрическом взрыве растворов $\text{Li}+\text{ND}_3$ по данным работы [3]. Области состояний вещества: А — жидкость, В — промежуточное (мезофазное) состояние, С — газообразное состояние

В более поздней работе [4] взрывали проводники, изготовленные из смеси лития и порошка LiD (диэлектрик). Диаметр проводников — 1,3 мм, длина — 6 см; напряжение на конденсаторе — 100 кВ; время нагрева до точки максимума тока $t_m = 4,2$ мкс. Во время спада тока в импульсе были зафиксированы отдельные всплески вы-

броса нейтронов, которые, по мнению автора [4], возникали в результате реакции



Сравнение результатов этих работ показывает, что в работе [2], в которой время нагрева проводника до начальной точки взрыва меньше 1 мкс, получен гораздо больший выход нейтронов, чем в работах [1, 4], в которых это время составляет несколько микросекунд. Отсюда следует, что для реализации интенсивной реакции ядерного синтеза в процессе электрического взрыва проводников необходимо обеспечить максимальную скорость нагрева проводника.

Механизм возникновения D, D -реакции в процессе электрического взрыва до сих пор не выяснен. В разреженной дейтериевой плазме эта реакция протекает при температуре около $5 \cdot 10^8$ К, когда энергия теплового возбуждения ядер равна 50 кэВ. В процессе электрического взрыва проводников максимальная температура плазмы на 4 порядка ниже, поэтому казалось, что термическое возбуждение атомов не может быть причиной D, D -реакции в этих условиях. В работе [3] были высказаны предположения о причинах возникновения D, D -реакции в процессе электрического взрыва растворов $\text{Li} + \text{ND}_3$. Эта реакция не могла быть вызвана ускорением ионов дейтерия вдоль оси капилляра с раствором внешнего электрического поля, так как вследствие большой плотности вещества во время выброса нейтронов длина свободного пробега была слишком малой. В работе [3] анализируются также возможности ускорения ионов дейтерия, связанные с развитием МГД возмущений формы проводника во время снижения в нем силы тока (см. рис. 1). D, D -реакция могла возникнуть за счет ускорения ионов продольным индукционным электрическим полем в местах перетяжек проводника за счет движения его элементов к оси; это поле должно быть сильнее для проводников большего диаметра. Однако в этом случае был зафиксирован меньший выход нейтронов, поэтому такой вариант объяснения причины D, D -реакции тоже исключается. Наиболее вероятной причиной D, D -реакции в [3] считают ускорение ионов в радиальном направлении магнитным полем в местах перетяжек проводника в процессе развития его МГД-неустойчивости и локального пинч-эффекта. Однако такое объяснение не соответствует условиям, при которых в [3] наблюдался выход нейтронов:

в работе [3] не были зафиксированы возмущения формы образца за счет развития МГД-неустойчивости. Стабилизация формы жидкого проводника обеспечивалась стенками капилляра,

который разрушался через 100 нс после выброса нейтронов;

даже в случае свободной поверхности проводника эти неустойчивости в условиях опытов [3] не успели бы развиться до начала выброса нейтронов.

Действительно, характерное время развития МГД-неустойчивости перетяжечного типа выражается формулой [5]

$$\tau = \frac{2}{i} \left(\frac{\rho}{\mu_0} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где i — плотность тока, нагревающего жидкий проводник;

ρ — плотность металла;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная.

В опытах [3] значение τ , согласно (1), составляло более 10 мкс, что намного больше времени (50—300 нс) нагрева проводника до начала выброса нейтронов.

Для объяснения механизма выхода нейтронов необходимо было провести исследования самого процесса электрического взрыва.

Природа электрического взрыва

Исследования процесса электрического взрыва проводников проводились методами импульсной осциллографии и высокоскоростной фотографии [5—8]. На рис. 2 показана форма осциллограммы временной зависимости тока и напряжения на проводнике при его нагреве импульсом тока микросекундной длительности в плотном газе. На осциллограммах фиксируются характерные точки: t_1 и t_2 — начало и конец плавления проводника; t_3 — точка, после которой происходит резкое увеличение объема и сопротивления жидкого проводника; t_4 — точка пика напряжения на проводнике; t_5 и t_6 — начало и конец паузы тока; t_6 и t_7 — начало и конец вторичного импульса тока. Если $t_4 < 1$ мкс, то вместо паузы тока фиксируется его минимум (см. рис. 1). Исследования показали, что в точке t_3 жидкий проводник остается сплошным, причем его температура намного выше нормальной температуры кипения металла. После момента t_3 жидкий проводник интенсивно расширяется и в окрестности точки t_4 взрывается, что сопровождается образованием ударной волны в окружающей среде. В процессе взрыва возникает мелкодисперсная смесь жидкого металла и плотного пара, вследствие чего наступает пауза тока. После расширения пар ионизируется, и в период вторичного импульса тока материал проводника находится в состоянии плазмы. Взрыв происходит за счет избыточного тепла, которое

вводится в металл при его нагреве выше точки кипения и составляет 30—40 % от теплоты испарения металла [5]. Природа электрического взрыва перегретого жидкого металла была исследована на основе термодинамики и кинетики фазового перехода жидкость—пар в условиях импульсного нагрева [5, 6, 9, 10].

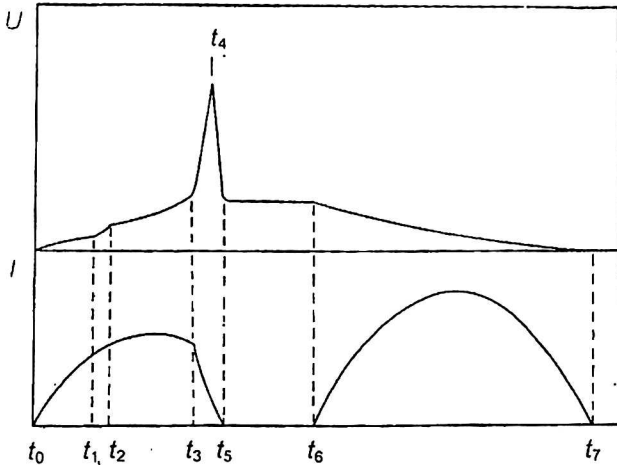


Рис. 2. Форма осциллограмм тока I и напряжения U в процессе электрического взрыва медного проводника при его нагреве микросекундным импульсом тока

Известно, что линия равновесия жидкости и пара (бинодаль) не является границей существования жидкости. Жидкость может существовать при температуре выше точки кипения (точки бинодали) в перегретом (метастабильном) состоянии. Граница термодинамической устойчивости жидкой фазы (спинодаль), определяется условиями

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = 0; \quad \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = \frac{T}{C_p} = 0, \quad (2)$$

где p — давление;
 V — объем;
 T — абсолютная температура;
 S — энтропия;
 C_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Спинодаль можно рассчитать по уравнению состояния для жидкости и пара. В работе [11] в качестве такого уравнения было предложено обобщенное уравнение Ван-дер-Ваальса

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^n}, \quad (3)$$

в которое введен параметр термодинамического подобия веществ n . Параметры a , b , n этого уравнения для данного вещества можно рассчитать по экспериментальным данным для теплоты физических свойств металла [5, 12, 13].

Применив к уравнению (3) первое из условий (2), получим уравнение спинодали в координатах T , V

$$T = \frac{an(V-b)^2}{RV^{n+1}}. \quad (4)$$

Подстановка (4) в (3) дает уравнение спинодали в координатах p , V

$$p = \frac{a[(n-1)V-nb]}{V^{n+1}}. \quad (5)$$

Задавая значения молярного объема при $V \leq V_c$ (V_c — объем в критической точке), можно рассчитать спинодаль жидкой фазы в координатах p , T .

На рис. 3 представлена диаграмма состояний титана в области фазового перехода жидкость—пар. На ней C — критическая точка, рассчитанная по уравнению (2); для этой точки, согласно [14], $T_c = 9040$ К, $p_c = 156$ МПа, $V_c = 71,1$ см³/моль. Бинодаль bC определена путем экстраполяции температурной зависимости давления насыщенного пара от нормальной точки кипения T_2 , p_2 до критической точки T_c , p_c ; она рассчитана по формуле

$$\ln \frac{p}{p_2} = B - \frac{A}{T},$$

в которой постоянные A и B равны

$$A = \frac{\ln(p_c/p_2)}{1/T_2 - 1/T_c}, \quad B = \frac{A}{T_2}.$$

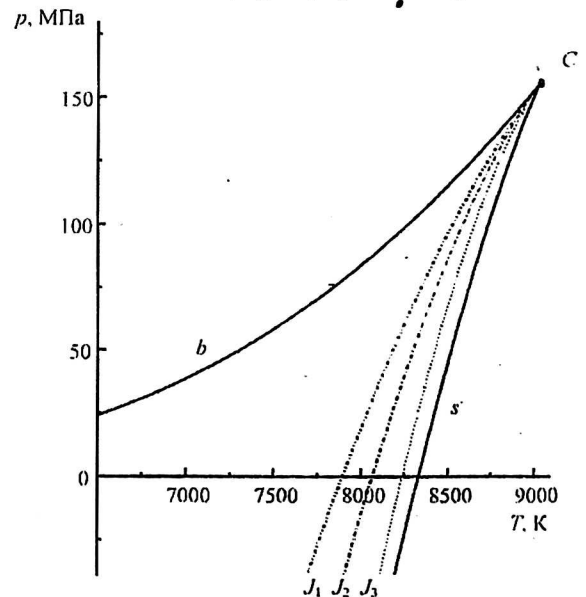


Рис. 3. Диаграмма состояний титана в области фазового перехода жидкость—пар

Для титана $A = 4,340 \cdot 10^4$ К, $B = 12,14$.

Спинодаль sC жидкой фазы на рис. 3 рассчитана по уравнениям (4), (5); она пересекает ось

температур в точке $T_{s,p=0} = 8330$ К, после чего заходит в область отрицательных давлений.

Между бинодалью и спинодалью расположена область метастабильной жидкости (перегретая или растянутая жидкость). В области положительных давлений спинопаль определяет границу перегрева термодинамически устойчивой жидкости относительно бинодали; в области отрицательных давлений спинопаль определяет предел прочности жидкости на разрыв при ее всестороннем растяжении.

Опыты показали [5], что перегрев жидкого металла до окрестности спинопали возможен при нагреве металлических проводников микросекундным импульсом тока. При таком нагреве масса металла, испарившегося через поверхность проводника и через поверхность зародышей пара, возникающих на готовых центрах, незначительна, поэтому проводник остается в жидком состоянии вплоть до окрестности спинопали. Расчет показывает [5], что для достижения околоспинопальных состояний минимальная скорость нагрева разных металлов равна $(3-10) \cdot 10^8$ К/с, что соответствует плотности нагревающего тока $(2-8) \cdot 10^6$ А/см² и времени нагрева жидкости 1-10 мкс. При импульсном нагреве проводника при атмосферном давлении линия нагрева расположена ниже линии бинодали *bC* на рис. 3, так как на поверхность проводника действует реактивное давление разлетающегося пара $p = 0,55 p_b$ [5].

Перегрев термодинамически устойчивой жидкости выше точки спинопали невозможен, так как при подходе к этой точке вступает в действие механизм взрывного кипения, вызываемый высокой частотой гомогенной нуклеации зародышей пара. При установившемся (стационарном) процессе частота такой нуклеации равна [9]

$$J_0 = \frac{N_k}{Vt} = nB \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G_k}{kT}\right), \quad (6)$$

где N_k — число критических зародышей, возникающих в объеме V за время t ;

n — число атомов жидкого металла в единице объема;

ΔG_k — работа образования критического зародыша;

B — функция, которая в сравнении с экспоненциальным множителем в (6) слабо зависит от температуры и давления.

Для жидких металлов ее можно рассчитать по формуле

$$B = \frac{\rho_L}{\rho_v} \left(\frac{2\sigma}{\pi m} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

в которой ρ_L и ρ_v — плотность жидкости и плотность пара на бинодали при заданной температуре;

σ — поверхностное натяжение жидкости;

m — масса атома.

Работа образования критического зародыша пара, способного к дальнейшему росту, равна

$$\Delta G_k = \frac{16\pi\sigma^3}{3[(p_b - p)(1 - \rho_v/\rho_L)]^2}, \quad (8)$$

где p_b -- давление на бинодали;

p — давление в метастабильной жидкости при данной температуре.

На рис. 3 показаны линии для трех разных частот гомогенной нуклеации зародышей пара в перегретом жидком титане: $J_1 = 1$ см⁻³·с⁻¹, $J_2 = 10^{20}$ см⁻³·с⁻¹, $J_3 = 10^{28}$ см⁻³·с⁻¹. Эти линии рассчитаны по формулам (6)–(8); необходимые для расчетов значения ρ_L , ρ_v , σ определены по эмпирическим формулам для термодинамических свойств жидких металлов вблизи критической точки [15]. Расчет показывает, что при подходе к спинопали вдоль линии нагрева при $p = 0,55 p_b$ в температурном интервале $\Delta T = 230$ К = $0,025 T_c$ частота гомогенной нуклеации возрастает на 28 порядков, что обеспечивает взрывное закипание перегретого жидкого металла (доспинопальный фазовый взрыв). Этот процесс является основным фактором, определяющим электрический взрыв проводников при их нагреве микросекундным импульсом тока.

При мгновенном перегреве жидкости до температуры T зависимость частоты нуклеации от времени выражается формулой [9]

$$J' = J_0 \cdot \exp\left(\frac{\theta}{t}\right),$$

где J_0 — частота для стационарного процесса (6);

θ — характерное время установления стационарного процесса [5, 6]

$$\theta = \left(\frac{2\pi m}{kT} \right)^{1/2} \frac{2\pi\sigma\rho_b}{[(p_b - p_s)(1 - \rho_v/\rho_L)]^2}, \quad (9)$$

где p_s — давление на спинопали при температуре T .

Оценки θ по этой формуле для щелочных металлов и ртути при $p_s = 0$ дают значение $\theta = 1-5$ нс.

При повышении давления разность $p_b - p_s$ уменьшается (см. рис. 3), и при подходе к критической точке значение θ возрастает.

Если при импульсном нагреве жидкости время ее нагрева в окрестности спинодали $\Delta t_s < \theta$, то возможен заход за спинодаль в область неустойчивой фазы, для которой коэффициенты термодинамической устойчивости отрицательны

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T < 0; \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = \frac{T}{C_p} < 0. \quad (10)$$

Из условий (10) следует, что упругость и теплоемкость неустойчивой фазы отрицательны: при изотермическом расширении ее давление возрастает, а при изобарном отводе тепла ее температура повышается. Поверхностное натяжение для неустойчивой жидкой фазы равно нулю, поэтому в ней невозможно образование зародышей пара, ограниченных физической поверхностью раздела. Эти особенности определяют характер распада неустойчивой фазы, известного под названием спинодального распада [16]. При развитии этого процесса формируется непрерывная неоднородная структура, состоящая из мелких сжимающихся и расширяющихся элементов без фазовых границ между ними.

Согласно представлениям авторов статьи [17] скорость спинодального распада определяется теплообменом между этими элементами. Так как теплоемкость неустойчивой фазы отрицательна, то коэффициент ее температуропроводности $a = \lambda/\rho C_p$ тоже отрицательный (λ — коэффициент теплопроводности). Тогда из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T$$

следует, что локально возникшие в неустойчивой фазе разности температур не исчезают, а экспоненциально нарастают до тех пор, пока система не выйдет из области неустойчивости, после чего процесс спинодального распада сменяется образованием и ростом зародышей новой фазы.

Возможность реализации неустойчивых состояний жидких металлов следует из опытов с "аномальным" электрическим взрывом проводников при скорости нагрева более $5 \cdot 10^{10}$ К/с и времени нагрева до точки пика напряжения $t_4 < 0,1$ мкс. При таких условиях время нагрева жидкого металла Δt_s в окрестности спинодали меньше времени θ развития процесса гомогенной нуклеации зародышей пара (9), что определяет возможность захода за спинодаль. Опыты показали [5], что при таком режиме нагрева энергия W_4 , введенная в металл к моменту t_4 , в несколько раз превышает теплоту его испарения

Λ_{b0} в нормальной точке кипения. Например, при аномальном взрыве проводников из золота при плотности тока $i = 3,3 \cdot 10^8$ А/см² отношение $W_4/\Lambda_{b0} = 10$. В то же время методом высокоскоростной фотографии показано, что объем металла в окрестности точки t_4 превышает начальный объем не более чем в 4 раза. Эти опыты показывают, что в неустойчивой жидкой фазе на короткое время, порядка нескольких наносекунд, может быть аккумулирована большая плотность энергии, что обеспечивает высокую интенсивность ее распада и резкие локальные повышения температуры в отдельных точках (заспинодальный фазовый взрыв).

Наличие таких локальных "горячих центров" при "аномальном" электрическом взрыве проводников подтверждается выбросом из зоны взрыва многозарядных ионов; например, обнаружены зарядовые состояния атомов: Cu^{+27} , Ag^{+37} , Au^{+51} [18]. При заспинодальном взрыве алюминия зарегистрирован выход из плотного вещества квантов рентгеновского излучения с энергией 1–20 кэВ [19]. Выход коротковолновых рентгеновских квантов с длиной волны 0,15–0,28 нм при электрическом взрыве титана и железа был также обнаружен [20].

Скорость разлета вещества при заспинодальном электрическом взрыве можно оценить с помощью формулы [21]

$$v = 2 \left(\frac{\gamma \varpi_4}{\gamma - 1} \right)^{1/2},$$

где γ — показатель адиабаты;

ϖ_4 — избыточная удельная энергия, введенная в металл при его перегреве от нормальной точки кипения до точки t_4 (см. рис. 2).

При $\gamma = 1,2$ [21] и значениях ϖ_4 , полученных в опытах с "аномальным" электрическим взрывом проводников из меди, серебра, золота и олова [5], согласно (14), $v = (15-20)$ км/с.

Свойства мезофаз

Термодинамически неустойчивую фазу для непрерывного перехода жидкость–пар можно рассматривать как промежуточное состояние между жидким и газообразным состоянием (мезофаза). Область состояний неустойчивой фазы UP на p, V -диаграмме (рис. 4) ограничена спинодалью $s_1 C s_2$. Между ветвями спинодали и бинодали $b_1 C b_2$ расположены области метастабильной жидкости ML и метастабильного пара MV . Бинодаль и спинодаль проходят через критическую точку C .

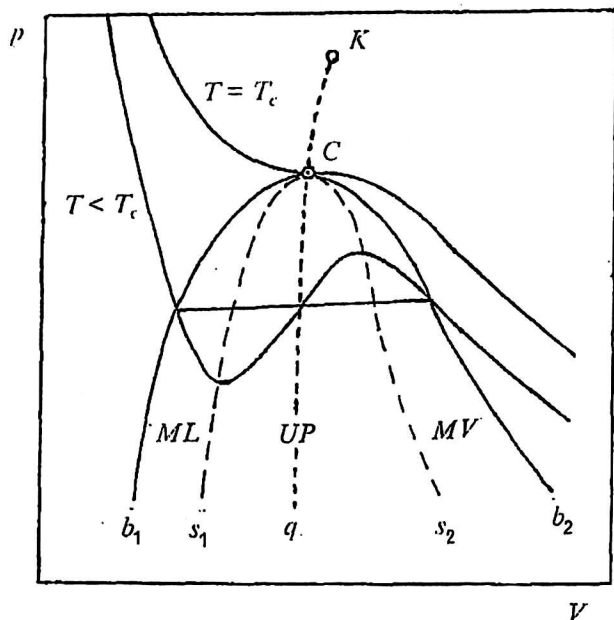


Рис. 4. p, V -диаграмма состояний однокомпонентного вещества в области фазового перехода жидкость—пар

Мезофазное состояние вещества исследовано в закритической области [5, 22, 23]. При закритическом давлении ($p > p_c$) переход жидкости в пар происходит непрерывно без разделения системы на две сосуществующие фазы. Этот переход протекает в определенном температурном интервале, в котором коэффициенты термодинамической устойчивости системы принимают минимальные значения. Область минимумов этих коэффициентов определяет область существования закритической мезофазы. Коэффициенты термодинамической устойчивости обратно пропорциональны флуктуациям соответствующих им термодинамическим параметрам системы

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = \frac{kT}{V^2 - \bar{V}^2};$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_P = \frac{T}{C_P} = \frac{kT^2}{H^2 - \bar{H}^2},$$

где k — постоянная Больцмана;
 H — энтальпия.

Вследствие этого в закритической мезофазе происходит интенсивный флуктуационный процесс, который ускоряет протекание различных химических реакций [24].

Закритическая мезофаза характеризуется квазиспинадью, линией точек минимумов коэффициентов устойчивости. На p, V -диаграмме (см. рис. 4) квазиспинадь является линией точек перегиба закритических изотерм и определяется условиями

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T > 0; \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_P = 0. \quad (11)$$

Квазиспинадь KCq (см. рис. 4) проходит через сверхкритическую точку K и критическую точку C . Сверхкритическая точка K определяется условиями

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T > 0; \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_T = 0; \left(\frac{\partial^3 p}{\partial V^3}\right)_T = 0. \quad (12)$$

В точках квазиспинади происходит наиболее интенсивное развитие флуктуаций. При перемещении вдоль квазиспинади от сверхкритической точки K к критической точке C интенсивность флуктуаций возрастает.

Кривая точек перегиба изотерм (квазиспинадь) заходит ниже критической точки C в область неустойчивой фазы. В отличие от закритической квазиспинади (11), здесь она удовлетворяет условиям

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T < 0; \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_T = 0; \left(\frac{\partial^3 p}{\partial V^3}\right)_T = 0$$

и определяет состояния с максимальной неустойчивостью системы. При заходе от критической точки C в область неустойчивости вдоль докритической квазиспинади Cq коэффициент неустойчивости $(\partial p / \partial V)_T$ резко возрастает и, следовательно, возрастает интенсивность спинадального распада неустойчивой фазы. Из сказанного следует, что неустойчивую фазу для перехода жидкость—пар можно рассматривать как докритическую мезофазу.

Мезофазное состояние вещества реализуется также и при плавлении некоторых веществ. Например, плавление кристаллических полимеров происходит в определенном температурном интервале, в котором вещество с пониженной термодинамической устойчивостью обладает свойствами, промежуточными между твердым и жидким состоянием [25]. Жидкокристаллическая мезофаза является основой для возникновения и жизнедеятельности биологических объектов.

Докритическое мезофазное состояние вещества для перехода жидкость—пар можно реализовать в процессе электрического взрыва металлических острий.

Электрический взрыв металлических острий

Это явление наблюдают в вакуумном диоде с катодом в виде острия и плоским анодом. При подаче импульса напряжения на диод происходит выброс электронов из кончика острия по туннельному механизму; это явление называется автоэлектронной эмиссией. При увеличении импульса напряжения автоэлектронный ток воз-

растает и, когда его плотность достигает определенного предельного значения $i_{пр}$, кончик острия взрывается, что приводит к увеличению эмиссионного тока в 10–100 раз. Таким образом, автоэлектронная эмиссия переходит во взрывную эмиссию [26]. Процесс микровзрывов можно повторять многократно, так как после взрыва данного острия на катоде образуются новые микровыступы. Чем больше плотность предельного автоэмиссионного тока, тем меньше время t_4 нагрева острия до начальной точки взрыва. Согласно экспериментальным данным [27], для острий с радиусом 0,2–0,3 мкм из тугоплавких металлов (W, Ta, Re, Nb); $i_{пр} = (3–5) \cdot 10^7$ А/см² при $t_4 = (10^{-3}–10^{-6})$ с; $i_{пр} = (1–9) \cdot 10^8$ А/см² при $t_4 = (150–5)$ нс.

Плотность автоэмиссионного тока зависит от напряженности электрического поля вблизи поверхности острия

$$E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{2l}{r}},$$

где U — напряжение между острийным катодом и плоским анодом;

r — радиус острия;

l — расстояние между острием и анодом.

Эта зависимость выражается формулой Фаулера-Нордгейма [28]

$$i = A \frac{E^2}{\chi_0} \exp \left[-B \frac{\chi_0^{3/2}}{E} f(y) \right], \quad (13)$$

где A, B — постоянные;

χ_0 — работа выхода электрона при $E = 0$;

$f(y)$ — функция Нордгейма, зависящая от относительного снижения работы выхода $y = \chi_0 / \chi_0$ под действием электрического поля (эффект Шоттки).

Формула (13) выражает резкую зависимость i от E ; в области полей $E = 10^7$ В/см увеличение напряженности поля в 2 раза вызывает увеличение плотности автоэмиссионного тока в 10^6 раз.

Механизм электрического взрыва острия подобен электрическому взрыву проводников; он определяется фазовым взрывом перегретого жидкого металла [29, 30]. Так как радиусы кривизны взрываемых острий примерно на 3 порядка меньше радиусов взрываемых проводников, то для снижения влияния процесса испарения и достижения околоспинодальных состояний жидкого металла, в случае острий требуются большая плотность нагревающего тока и меньшее время нагрева t_4 до точки взрыва. В работе [30] показано, что для острий с радиусом $r = 0,2$ мкм

для разных металлов плотность тока $i > (1–4) \cdot 10^7$ А/см², а время нагрева $t_4 < (20–300)$ нс. При таких условиях время нагрева металла в окрестности спинодали меньше постоянной времени развития процесса гомогенной нуклеации зародышей пара (9), поэтому возможен заход за спинодаль. Следовательно, в случае взрыва острий вероятность достижения неустойчивых состояний жидкой фазы и ее спинодального распада больше, чем при взрыве проводников. Как и при взрыве проводников, при жестком режиме взрыва острий при $t_4 = 10$ нс, в [31] зафиксирована большая скорость разлета продуктов взрыва: для Pb — 10 км/с; для Cu, Mo, W — 20 км/с; для Al — 30 км/с. Кроме того, при взрыве острий также зафиксирован выброс многозарядных ионов. Их максимальная энергия не зависит от кратности ионизации и достигает значений 300–400 кэВ при напряжении на диоде 80 кВ и 10–15 МэВ при напряжении 300 кВ. Эти данные можно объяснить резким разогревом вещества в локальных центрах, возникших в процессе спинодального распада неустойчивой фазы. Чем выше напряжение на диоде, тем больше избыточная энергия, вводимая в неустойчивую фазу, тем больше повышение температуры локальных центров и тем больше энергия вылетающих из них ионов. Эти экспериментальные данные показывают, что для исследования реакций ядерного синтеза в мезофазном веществе можно использовать электрический взрыв металлических острий, насыщенных дейтерием.

Возможные механизмы возбуждения реакций ядерного синтеза

Предельная температура перегрева жидкого титана (см. рис. 3) не превышает 9000 К, поэтому средняя энергия на один атом, вводимая в дейтерированный титан в процессе его электрического взрыва, явно недостаточна для зажигания D, D -реакции, зафиксированной в опытах [1]. Однако в процессе импульсного нагрева металла в нем могут возникать "горячие точки", в которых температура намного превышает ее среднее значение.

Такие "точки" возникают в процессе развития интенсивной гомогенной кавитации в перегретом жидком металле при подходе к спинодали (см. рис. 3) вследствие большой частоты гомогенного образования зародышей пара (6). При импульсном нагреве дейтерированного металла эти зародыши заполняются дейтерием. При изменении давления в перегретой жидкости зародыши сначала растут, а затем схлопываются. При адиабатическом сжатии зародыша в нем

происходит резкое повышение температуры и плотности дейтерия. Изменение давления в перегретом жидком металле может быть вызвано изменением магнитного давления в проводнике, вызванного резким изменением нагревающего проводник тока после момента t_3 (см. рис. 1, 2).

В случае маловязких жидкостей, к которым относятся жидкие металлы, зависимость радиуса R зародыша кавитации от времени t выражается дифференциальным уравнением [32]

$$R \cdot \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_L} \left[\left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - p_0 - p(t) \right]. \quad (14)$$

- Здесь ρ_L — плотность жидкости;
- R_0 — начальный радиус зародыша, который находится в равновесии с жидкостью;
- p_0 — гидростатическое давление, под которым находится жидкость;
- $p(t)$ — переменное давление в жидкости вблизи зародыша, создаваемое внешним воздействием;
- σ — поверхностное натяжение жидкости;
- γ — показатель адиабаты для газа внутри зародыша.

Допуская, что давление $p(t)$ изменяется по синусоидальному закону

$$p(t) = -p_A \sin(\omega t),$$

путем численного решения уравнения (14) в работе [32] рассчитана зависимость $R(t)$ в процессе роста зародыша от начального радиуса зародыша R_0 до его максимального значения R_{\max} . Допуская, что газ внутри зародыша в процессе его роста расширяется изотермически, а затем сжимается адиабатически, получены выражения для максимального давления и максимальной температуры газа в конце процесса его сжатия

$$p_{\max} = \left(\frac{R_{\max}}{R_0} \right)^{\frac{3}{\gamma-1}} \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} [(p_0 + p_A)(\gamma - 1)]^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (15)$$

$$T_{\max} = T_0 \left(\frac{R_{\max}}{R_0} \right)^3 \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right)^{-1} (p_0 + p_A)(\gamma - 1). \quad (16)$$

Согласно оценкам [32], для зародыша в воде, заполненного воздухом ($\gamma = 4/3$) при $T_0 = 300$ К, $R_0 = 60$ мкм, $p_A = 4$ бар, значение $R_{\max} = 470$ мкм, и согласно (15), (16), $p_{\max} = 7,8 \cdot 10^8$ бар, $T_{\max} = 3,7 \cdot 10^6$ К. В работе [33] показано, что в процессе гомогенной кавитации в воде при приближении к спинодали отношение R_{\max}/R_0 резко возрастает, поэтому, согласно (15), (16), значения максимального давления и максимальной

температуры в зародышах кавитации могут быть выше.

При электрическом взрыве металлического острия в жидкости в процессе возникновения "горячих точек", помимо гомогенной кавитации в жидком металле, существенное значение может иметь искровая кавитация [34—37]. В работе [36] показано, что при электрическом взрыве микровыступов на катоде происходят локальные выделения энергии порциями 10^{-5} Дж в объеме 10^{-9} см³ за время 3 нс. Предположение о возникновении в этой области первичной ионизации, сопровождаемой фазовым переходом, дает оценку для плотности энергии $(2-4) \cdot 10^3$ Дж/см³ и давления $(0,7-1,0) \cdot 10^4$ атм. Вследствие этого в жидкости возникает ударная волна, а вокруг микровыступа образуется полость, заполненная металлическим паром. Полость расширяется до максимального радиуса, после чего совершает затухающие колебания. При каждом сжатии полости происходит разогрев содержащегося в ней газа. Такой механизм развития процесса искровой кавитации подтверждается экспериментальными исследованиями. Методом скоростной фотографии было показано [38], что при отрицательной полярности острия в жидкости образуются ударные волны, которые сопровождаются свечением у поверхности электрода, и возникают пузырьки с диаметром 2—60 мкм, излучающие свет в виде серии световых вспышек. Эти данные указывают на то, что в процессе электрического взрыва металлических острий, содержащих дейтерий, могут возникать очаги резкого локального повышения температуры, в которых возможно зажигание D, D -реакции.

Разогрев острия до начальной точки его взрыва чаще всего происходит за время менее 1 мкс, поэтому возможен перегрев жидкого металла выше точки спинодали, и тогда "горячие точки" могут появляться в процессе спинодального распада неустойчивой жидкой фазы.

Таким образом, в процессе электрического взрыва проводников и острий "горячие точки" могут возникнуть под действием процессов механической кавитации, искровой кавитации и процесса спинодального распада. Так как эти "точки" чаще всего возникают при сжатии вещества, то плотность вещества в них может быть выше нормальной плотности конденсированного вещества ($n > 10^{23}$ см⁻³). Высота кулоновского барьера, преодолеваемого при взаимном сближении ядер дейтерия, при увеличении концентрации ядер снижается, поэтому для зажигания D, D -реакции в плотном веществе требуется более низкая температура T_3 , чем в случае разреженной плазмы. В работе [39] показано, что в случае дейтерия для зажигания этой реакции

при $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $T_3 = 10^8 \text{ К}$, а при $n = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ $T_3 = 10^7 \text{ К}$. Это дает основание полагать, что в опытах с электрическим взрывом проводников, содержащих дейтерий, в которых были обнаружены признаки этой реакции в виде выброса нейтронов, температура "горячих точек" достигала 10^6 – 10^7 К .

Направление дальнейших исследований

Экспериментальные данные [1–4] и проведенный выше анализ показывают, что условия для развития D, D -реакции в процессе электрического взрыва дейтерированных металлов более благоприятны в случае применения электрических импульсов длительностью менее 1 мкс, так как в этом случае реализуются околоспинодальные и неустойчивые состояния жидкометаллической фазы. Такие условия легче осуществить в опытах с электрическим взрывом металлических острий. Исследования можно провести на установке, схема которой показана на рис. 5. В установке используют камеру К, заполненную раствором LiOD в тяжелой воде D_2O . В камере расположены многоострый катод и плоский анод. Катод изготавливают из металла, способного адсорбировать дейтерий; к таким металлам относятся палладий, титан, тантал и другие металлы [40, 41]. На поверхности катода должны быть многочисленные острия и выступы [42]. Плоский анод делают из платины.

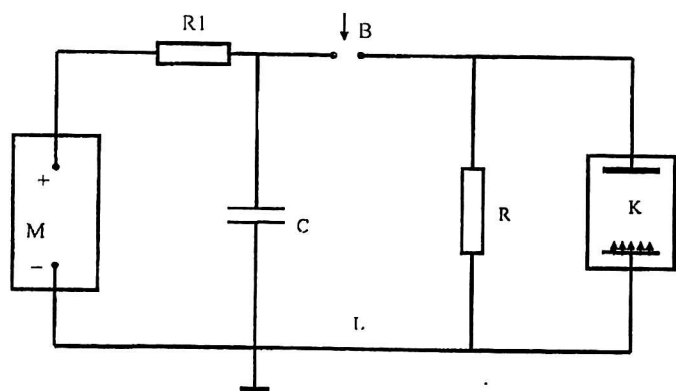


Рис. 5. Схема импульсной установки

В установке с помощью разрядного контура периодически формируются электрические импульсы длительностью менее 1 мкс. Контур состоит из импульсного конденсатора с емкостью C , который разряжается через сопротивление R при периодическом замыкании контура искровым выключателем B ; индуктивность контура L должна быть минимальной. Параметры контура R , L , C подбирают так, чтобы разряд конденсатора в контуре был аперриодическим, но близким

к критическому [43, 44]. Импульсы напряжения, возникающие на сопротивлении R при разряде конденсатора C , подаются на электроды камеры К. Конденсатор C заряжается с помощью зарядного устройства M через зарядное сопротивление $R1$, величина которого определяется формулой [43]

$$R1 = \frac{1}{2Cf},$$

где f — частота разрядки конденсатора C при периодическом замыкании контура выключателем B . Длительность импульса тока в разрядном контуре, или длительность напряжения между катодом и анодом в камере К, приближенно можно рассчитать по формуле

$$T = \pi(LC)^{1/2} = \frac{4L}{R}.$$

Максимальный ток в импульсе равен

$$I_{\max} = \frac{2U_0}{eR},$$

где U_0 — напряжение зарядки конденсатора C . Параметры контура R , L , C должны быть подобраны так, чтобы длительность импульса была минимальной [44].

При подаче импульсов напряжения между анодом и острым катодом в камере К происходят следующие процессы. Микровыступы катода насыщаются дейтерием и взрываются под действием выходящего из них автоэмиссионного тока. В процессе взрыва дейтерированного металла в нем возникают "горячие точки" вследствие развития гомогенной и искровой кавитации, а также в процессе спинодального распада неустойчивой фазы. В "горячих точках" возникает D, D -реакция ядерного синтеза. Эти процессы могут повторяться многократно, так как после взрыва данного выступа на его месте формируются новые выступы. В процессе взрыва формируется ультрадисперсный металлический порошок [45], частицы которого размером 10–20 нм в контакте с катодом способствуют развитию дополнительных микровзрывов. Для подтверждения возможности протекания D, D -реакции в описанном выше эксперименте необходимо провести дополнительные исследования. В первую очередь необходимо провести измерение дополнительного тепла, выделяемого в камере К за счет протекания этой реакции. Необходимо также зарегистрировать выход продуктов D, D -реакции: нейтронов, гелия-3 и трития, провести исследования изотопного состава продуктов взрыва материала катода в целях выявления новых изотопов, которые могут возникнуть при поглощении ядрами нейтронов.

Следует отметить, что в некоторых подобных опытах уже были обнаружены признаки D,D -реакции. Так, уже проводились опыты с подачей микросекундных импульсов напряжения между палладиевым катодом и платиновым анодом в тяжелой воде [46]. Было обнаружено выделение дополнительного тепла; насыщение палладия дейтерием по числу атомов превышало 100 %. Показано, что количество выделяемого тепла зависит от вида обработки катода. Целенаправленной работы по покрытию катода микровыступами не проводилось. Выход нейтронов в процессе импульсного электролиза был обнаружен в других экспериментах [47].

Возможность протекания D,D -реакции в "горячих точках" следует из результатов опытов по исследованию ультразвуковой кавитации в жидкостях, содержащих дейтерий [48—49].

В других опытах кавитация возбуждалась кольцевым пьезоэлектрическим вибратором в объеме дейтерированного ацетона C_3D_6O . Зафиксирован выход нейтронов с энергий 2,5 МэВ и с интенсивностью выхода около 10^6 с⁻¹. Обнаружено также γ -излучение трития, возникающего в процессе D,D -реакции, которая протекала внутри кавитационных зародышей. Расчеты на основе гидродинамики ударных волн показали, что в условиях этих экспериментов на заключительной стадии коллапса кавитационного пузырька возникало высокое давление и температура достигала 10^6 — 10^7 К.

Ранее обнаружили выход нейтронов, возникающих в процессе кавитации, возбуждаемой титановым вибратором в тяжелой воде [48]. Увеличение выхода нейтронов наблюдали после длительной кавитации, под действием которой вибратор подвергался кавитационной эрозии и насыщался дейтерием. Выход нейтронов увеличивался также при добавлении в тяжелую воду порошка $LaNi_5D_x$. В работе [49] для насыщения титанового вибратора дейтерием использовали процесс электролиза в щелочных и кислых электролитах на основе тяжелой воды. Обнаружен интенсивный выход трития с частотой 10^7 с⁻¹. Для объяснения механизма D,D -реакции в опытах [48, 49] необходимо учитывать особенности кавитации вблизи поверхности титанового вибратора. В этом случае при захлопывании кавитационного пузырька возникает кумулятивная струйка со скоростью более 1 км/с, направленная к поверхности твердого тела [50], поэтому помимо термического механизма возбуждения реакции возможен и ускорительный механизм.

Влияние кавитационных процессов на протекание D,D -реакции должно резко усилиться в опытах с электрическим взрывом дейтерированных микроострий в тяжелой воде (см. рис. 5).

Это произойдет за счет интенсивной гомогенной кавитации в жидком металле в окрестности спинодали, дополнительного влияния искровой кавитации и спинодального распада неустойчивой фазы. Кроме того, такие опыты открывают возможность практического использования реакций ядерного синтеза.

Для достижения этой цели, помимо экспериментальных исследований, необходимо провести теоретические исследования процессов, которые развиваются при электрическом взрыве дейтерированного металла в тяжелой воде. Необходима разработка теории гомогенной нуклеации парогазовых зародышей в перегретом металлодейтериевом растворе и теории процесса кавитации этих зародышей; теории процесса искровой кавитации в тяжелой воде вблизи острия на катоде в процессе его электрического взрыва; теории спинодального распада термодинамически неустойчивой газонасыщенной жидкости. Цель этих исследований — описание процесса образования "горячих точек", в которых возможно протекание ядерного синтеза в мезофазном веществе. Такие теоретические исследования могут оказать содействие в совершенствовании экспериментальной методики.

Литература

1. Bonpas M., Ertaud A., Legrand J., Meunier R. // Journal de Physique et le Radium. 1957. V. 18. № 10. P. 585.
2. Vitkovitsky I. M. // Bulletin of American Physical Society. 1973. Ser. 2. V. 18. № 10. P. 1331.
3. Lochte-Holtgreven W. // Atomkernenergie. 1976. V. 28. № 3. P. 120.
4. Lochte-Holtgreven W. // Zeitschrift für Naturforschung. 1987. V. 42A. № 5. P. 538.
5. Мартынюк М. М. Фазовые переходы при импульсном нагреве. — М.: Изд. РУДН, 1999.
6. Мартынюк М. М., Цапков В. И., Пантелеев О. Г., Каримходжаев И. Исследование физических свойств металлов методом импульсного нагрева. — М.: Изд. РУДН, 1974.
7. Gathers G. R. // Reports on Progress in Physics. 1986. V. 49. № 4. P. 341.
8. Лебедев С. В., Сававатимский А. И. // Успехи физ. наук. 1984. Т. 144. В. 2. С. 215.
9. Скрипов В. П., Павлов П. А., Синицын Е. Н. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник. — М.: Атомиздат, 1980.
10. Martynuk M. M. // International Journal of Thermophysics. 1993. V. 14. № 3. P. 457.
11. Мартынюк М. М. // Ж. физ. химии. 1991. Т. 65. № 6. С. 1716.
12. Martynuk M. M., Balasubramanian R. // Int. J. of Thermophysics. 1995. V. 16. № 2. P. 533.
13. Мартынюк М. М., Кравченко Н. Ю. // Ж. физ. химии. 1998. Т. 72. № 6. С. 998.
14. Martynuk M. M., Tamanga P. A. // High Temperatures — High Pressures. 1999. V. 31. P. 551.
15. Мартынюк М. М. Параметры критической точки металлов — М.: Изд. РУДН, 1989.
16. Скрипов В. П., Скрипов А. В. // Успехи физ. наук. 1979. Т. 128. В. 2. С. 193.

17. Зельдович Я. Б., Тодес О. М.//ЖЭТФ. 1940. Т. 10 В. 12. С. 1441.
18. Dozier M. C.//Bulletin of American Physical Society. Ser. 2. 1976. V. 21. № 9. P. 1040.
19. Vitkovitsky I. M.//Physics of Fluids. 1964. V. 7. № 4. P. 612.
20. Burkhalter P. Davis J., Rauch J. et al.//Applied Physics. 1979. V. 50. P. 705.
21. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
22. Семенченко В. К., Мартынюк М. М.//Коллоидный журнал. 1962. Т. 24. № 5. С. 611.
23. Мартынюк М. М., Таманга П. А.//Ж. физ. химии. 2000. Т. 74. № 7. С. 1171.
24. Supercritical Fluid Engineering Science/Ed. by E. Kiran, J. F. Brennecke. — Washington: Amer. Chem. Soc., 1993.
25. Мартынюк М. М., Семенченко В. К.//Коллоидный журнал. 1963. Т. 25. № 3. С. 190.
26. Королев Ю. В., Месяц Г. А. Автоэлектронные и взрывные процессы в газовом разряде. — Новосибирск: Наука, 1982.
27. Фурсей Г. Н., Жуков В. М., Баскин Л. М.// Эмиссионная си́лноточная электроника/Ред. Г. А. Месяц. — Новосибирск: Наука, 1984. С. 24.
28. Добрецов Л. Р., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966.
29. Мартынюк М. М.//Ж. техн. физики. 1978. Т. 48. № 7. С. 1482.
30. Мартынюк М. М.//Радиотехника и электроника. 1980. № 1. С. 157.
31. Бугаев С. П., Литвинов У. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.//УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 101.
32. Walton A. J., Reynolds G. T.//Advances in Physics. 1984. V. 33. № 6. P. 595.
33. Кравченко Н. Ю., Мартынюк М. М.//Вестник РУДН. Сер. Физика. 2000. № 8. С. 118.
34. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. — Томск: Изд. Томского ун-та, 1975.
35. Кривицкий Е. В., Шамко В. В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. — Киев: Наук. думка, 1979.
36. Клишкин И. Ф., Пономаренко В. В.//Ж. техн. физики. 1979. Т. 49. № 9. С. 1893.
37. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. — М.: Наука, 1971.
38. McGrath P. V., Nelson J. K.//J. of Electrostatics. 1979. V. 7. P. 327.
39. Harrison E. R.//Proceedings of Physical Society. 1964. V. 84. P. 213.
40. Водород в металлах/Ред. Г. Алефельд, И. Фелькль. — М.: Мир, 1981.
41. Fast J. D. Gases in Metals. — Eindhoven: Phillips, 1976.
42. Ненакаливаемые катоды/Ред. М. А. Елинсон. — М.: Советское радио, 1974.
43. Фрюнгель Ф. Импульсная техника. Генерирование и применение разрядов конденсаторов. — М.-Л.: Энергия, 1965.
44. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. — М.: Советское радио, 1974.
45. Аль-Нимр А. К., Мартынюк М. М.//Порошковая металлургия. 1988. № 3. С. 21.
46. Celami F., Spallone A., Tripodi P. et al.//Fusion Technology. 1996. V. 29. № 3. P. 398.
47. Takahashi A.//Fusion Technology. 1991. V. 19. P. 380.
48. Липсон А. Г., Деригин Б. В., Клюев В. А. и др.//Ж. техн. физики. 1992. Т. 62. № 12. С. 121.
49. Липсон А. Г., Ляхов Б. Ф., Саунин Е. И. и др.//Там же. 1993. Т. 63. № 7. С. 187.
50. Воинов А. В.//Ж. прикл. механики и техн. физики. 1979. № 3. С. 94.

Nuclear fusion reactions in mesophase substance in the process of electrical explosion

M. M. Martynyuk, N. Yu. Kravchenko
Russian Peoples' Friendship University, Moscow, Russia

The review of experimental research of a nuclear fusion reactions in the process of electrical explosion of conductors contains deuterium was made. Mechanisms of electrical explosion of metallic conductors and spikes were described. It was shown that in the process of electrical explosion a nuclear fusion reactions are occurring in the mesophase matter's state which is intermediate between liquid and gaseous states. The method of D,D-reaction's research during electrical explosion of a metal spikes within heavy water was proposed. The experimental plant was described.

* * *