

ФАЗОВЫЙ ВЗРЫВ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

М. М. Мартынюк

В статье дан обзор работ, посвященных исследованию процессов, связанных с реализацией состояний метастабильной жидкости и ее взрывного перехода в стабильное двухфазное состояние (фазовый взрыв). На основе термодинамики и кинетики перехода жидкости в пар показано, что при временах нагрева $t_s = 10^{-5} \div 10^{-7}$ с возможен перегрев жидкости вплоть до предельно устойчивых состояний, определяемых спинодалью. Основное внимание уделено фазовому взрыву металлических жидкостей. Рассмотрен фазовый взрыв метастабильной жидкометаллической фазы при нагреве проводника мощным импульсом тока (электрический взрыв проводника). Приведены экспериментальные данные для максимальной энтальпии, энерговыделения и газовыделения при фазовом взрыве ряда металлов. Рассматривается метод оценки критических параметров металлов по экспериментальным данным электрического взрыва проводников. Рассмотрена роль фазового взрыва в процессе разрушения металлов мощным лазерным излучением. При плотностях потока излучения, обеспечивающих нагрев приповерхностного слоя за $t_s \leq 10^{-5}$ с, взрывной механизм разрушения становится преобладающим. Отмечены особенности фазового взрыва при $t_s \leq 10^{-5}$ с.

Граница существования метастабильной жидкости

Область существования метастабильной жидкости заключена между бинодалью (линия насыщения) и ветвью спинодали, соответствующей переходу жидкости в пар. Бинодаль определяется условием равенства химических потенциалов жидкости и ее насыщенного пара. Это условие дает уравнение Клапейрона — Клаузиуса, из которого следует, что при некоторых упрощающих допущениях температурная зависимость давления насыщенного пара может быть представлена уравнением

$$p = p_0 \exp[-\Lambda_0/R_g(1/T - 1/T_0)], \quad (1)$$

где p_0 — давление насыщенного пара при нормальной температуре кипения T_0 ; p — давление при температуре T ; Λ_0 — мольная теплота парообразования при T_0 ; R_g — универсальная газовая постоянная.

Спинодаль является границей термодинамической устойчивости фазы при ее непрерывном изменении и определяется равенством нулю вторых производных термодинамического потенциала Гиббса:

$$(\partial p / \partial V)_T = 0, \quad (2)$$

$$(\partial T / \partial S)_p = 0 \quad (3)$$

(V — объем, S — энтропия), которые обратно пропорциональны флуктуациям [1]:

$$(\partial p / \partial V)_T = -kT / (\overline{\Delta V})^2, \quad (4)$$

$$(\partial T / \partial S)_p = kT^3 / (\overline{\Delta H})^2 \quad (5)$$

(H — энтальпия, k — постоянная Больцмана). При приближении к спинодали из области метастабильной жидкости флуктуации резко возрастают вследствие $(\partial p / \partial V)_T \rightarrow 0$; $(\partial T / \partial S)_p \rightarrow 0$. Поэтому при пересечении спинодали происходит потеря термодинамической устойчивости

жидкой фазы, ее дальнейшее существование в метастабильном состоянии становится невозможным, и она через взрыв переходит в двухфазное состояние. Взрывной переход метастабильной жидкости в двухфазное состояние будем называть фазовым взрывом.

Реализация метастабильных состояний жидкости с невысокой критической температурой экспериментально исследовалась В. П. Скриповым и сотрудниками [2]. Зависимость приведенной температуры $\tau = T/T_c$ максимального перегрева для девяти органических жидкостей от приведенного давления $\pi = p/p_c$, согласно [2], можно представить линейной функцией

$$\pi = 10\tau - 9 \quad (6)$$

(индекс c относится к критическим параметрам).

Уравнение Ван-дер-Ваальса дает более низкие в сравнении с (6) значения максимального перегрева метастабильной жидкости, поэтому для получения выражения спинодали воспользуемся модифицированным уравнением Бергло

$$\pi = 8\tau / (3\varphi - 1) - 3/\tau^{1/2}\varphi^2, \quad (7)$$

где $\varphi = V/V_c$ — приведенный объем. Применяя условие (2) к (7), получим

$$\tau_s = \frac{(3\varphi_s - 1)^{4/3}}{2^{4/3}\varphi_s^2} \quad (8)$$

(индекс s относится к спинодали).

Из (7) и (8) следует, что

$$\pi_s = 2^{2/3}(3\varphi - 2)/\varphi^2(3\varphi - 1)^{2/3}. \quad (9)$$

Так как для спинодали $d\pi/d\tau = (d\pi/d\tau)_\varphi$, из (7) находится ее уравнение в дифференциальной форме

$$\frac{d\pi_s}{d\tau_s} = \frac{8}{3\varphi_s - 1} + \frac{3}{2\varphi_s^2\tau_s^{2/3}}. \quad (10)$$

Для максимального перегрева жидкости спинодаль¹ по Бергло дает значения, близкие к (6) (рис. 1). Для $\pi = 0$ из (7) и (8) следует, что $\tau_{s0} = 0,893$, а, согласно (6), $\tau_{s0} = 0,90$. В точке пересечения спинодали с осью τ на диаграмме $\pi - \tau$, согласно (10), $d\pi_s/d\tau_s = 12$, вместо 10 по (6). Из (9) следует, что при увеличении π от 0 до 1 объем метастабильной жидкости на спинодали возрастает от $\varphi_s = 2/3$ до $\varphi_s = 1$.

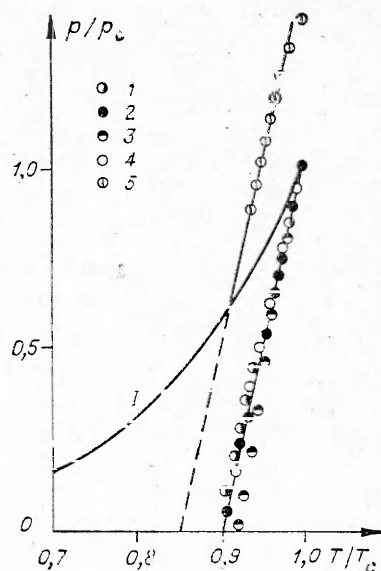
Спинодаль, рассчитанная по формуле Фюрта [3] для органических жидкостей и цезия, близка к спинодали по уравнению (6); для ртути по Фюрту получаются несколько большие значения предельного перегрева метастабильной жидкости ($\tau_{s0} = 0,92$) (см. рис. 1).

Неплохое совпадение спинодали по Фюрту и Бергло с экспериментальными данными для максимального перегрева жидкостей [2] указывает на то, что для различных по физическим свойствам жидкостей (органические жидкости, жидкие металлы) спинодаль удовлетворительно подчиняется закону соответствующих состояний. Это обстоятельство, по-видимому, можно объяснить тем, что в основу этого закона заложена идея сравнения термодинамических параметров вещества

¹ Рассматривается только ветвь спинодали, соответствующая переходу жидкости в пар.

Рис. 1. Диаграмма состояний жидкости в области высоких температур и давлений.

1 — бинадаль для ртути [4]; 2 — спинопаль по уравнению Бергло (7); 3 — усредненные экспериментальные данные [2] для максимального перегрева девяти органических жидкостей; 4 — спинопаль для ртути, рассчитанная по формуле Фюрта [3] и данным [4, 5]; 5 — то же, для цезия по данным [6, 7]; 6 — линия перехода ртути в неметаллическое состояние, согласно условию (18) и данным [8].



в данных условиях с их значением в критической точке, в которой, как и на спинопали, выполняются условия (2) и (3).

Реализация метастабильных состояний и фазового взрыва жидкости в условиях импульсного нагрева

Значительный перегрев жидкости и приближение к спинопали в реальных условиях затрудняется тем, что жидкость содержит готовые центры (например, газовые включения), на которых возникают зародыши пара с незначительной энергией активации (гетерогенное зародышеобразование). Однако в случае большой мощности подвода энергии, когда доля вещества, испарившегося через свободную поверхность жидкости и через поверхность зародышей, возникших на готовых центрах, невелика, возможен значительный перегрев жидкости и близкий подход к спинопали, а следовательно, возможна реализация фазового взрыва метастабильной фазы.

Если процесс испарения жидкости лимитируется только кинетикой ее испарения, то из уравнения Герца — Кнудсена, используя (1), можно получить приближенное выражение для скорости перемещения межфазной границы для испарения в вакуум при температуре T [9]:

$$u = C \exp(-\Lambda_0/R_g T), \quad (11)$$

где

$$C = \alpha p_0 / D_l \cdot (A / 2\pi R_g T) \cdot \exp(\Lambda_0 / R_g T_0); \quad (12)$$

α — коэффициент испарения; D_l — плотность жидкости; A — мольный эквивалент. Если жидкость нагревается при p_0 от точки кипения T_0 (точка бинадали) до точки спинопали T_s с постоянной скоростью $\varepsilon = dT/dt$ (t — время), то за время нагрева $t_s - t_0$ испарится слой жидкости, толщина которого приближенно равна [9]

$$\delta = \int_{t_0}^{t_s} u dt = \frac{C R_g T_s^2}{\varepsilon \Lambda_0} \cdot \exp\left(-\frac{\Lambda_0}{R_g T_s}\right). \quad (13)$$

При нагреве жидкости от нормальной температуры кипения при $p_0 = 1$ атм до точки спинопали $T_{s0} = 0,9 T_c$ за время $t_s - t_0 = 10$ мкс ($\varepsilon = 10^8$ К/с) при $\alpha = 0,1$, значение $\delta = \delta_{s0}$, согласно (13), для воды, цезия, ртути, свинца и меди равно $(10^{-5} \div 10^{-4})$ см.

Учет испарения жидкости внутрь гетерогенных зародышей пара, возникших на готовых центрах, дает следующее условие, при выполнении которого возможно достижение спинопали в процессе импульсного нагрева [10]

$$\varepsilon \geq \frac{L C_m^{1/3} (T_s - T_0)^2}{6 \gamma}, \quad (14)$$

где L — функция, слабо зависящая от p и T ; c_m — число центров в единице массы жидкости; γ — максимально допускаемая доля испарившейся жидкости. Для цезия при $p_0=1$ атм, $\alpha=0,1$, $c_m=10^2$ г $^{-1}$, $\gamma=0,1\%$, $L=60$ г $^{1/3}/(с \cdot K)$ из (14) находим $\epsilon \geq 10^8$ К/с. Таким образом, оценки показывают, что при $\epsilon \geq 10^8$ К/с ($t_s - t_0 \leq 10$ мкс) испарение через свободную поверхность жидкости и через поверхность гетерогенных зародышей незначительно. В этих условиях возможен перегрев метастабильной жидкости, близкий к предельному.

Кинетика фазового взрыва метастабильной жидкости в окрестности спинодали

При приближении к спинодали переход жидкости в пар в основном определяется не кинетикой испарения через межфазную поверхность, а кинетикой гомогенного образования зародышей пара. Возникновение такого зародыша сопровождается увеличением свободной энергии на ΔG_c , поэтому оно возможно благодаря флуктуациям в жидкости. При образовании в метастабильной жидкости критического зародыша сферической формы в точке p_0, T , согласно [11],

$$\Delta G_c = 16\pi\sigma^3/3g^2 = 16\pi\sigma^3/3[(1-D_g/D_l)(p-p_0)]^2, \quad (15)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения на границе жидкость — пар; g — разница между свободной энергией метастабильной жидкости и насыщенного пара при T , рассчитанная на единицу объема пара; p — давление насыщенного пара при T ; D_l и D_g — плотности жидкости и пара.

Число критических зародышей, возникающих в стационарных условиях за 1 с в единице объема метастабильной жидкости (частота гомогенной нуклеации) при температуре T [11]:

$$J = n_l B \exp(-\Delta G_c/kT), \quad (16)$$

где B — функция, которая в сравнении с экспоненциальным множителем слабо зависит от p и T . Согласно теории Кагана [12], основанной на методе Зельдовича [13], для случая, когда образование зародыша пара определяется только кинетикой испарения жидкости,

$$B = \alpha \sqrt{2\sigma/\pi m}. \quad (17)$$

При $\alpha=1$ для значений σ при $T_{s0}=0,9T_c$, полученных линейной экстраполяцией экспериментальных данных зависимости σ от T [5, 6, 15—17], B , согласно (18), равно для H_2O $5 \cdot 10^{11}$, для Cs $1,5 \cdot 10^{11}$, для Hg $3,4 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$. Другие варианты теории [11, 14] дают такой же порядок этой величины.

Как следует из (15)—(17), частота гомогенной нуклеации J — резко возрастающая функция фактора метастабильности g и связанного с ним перегрева жидкости. На рис. 2 показана зависимость J от $\tau = T/T_c$ для воды, рассчитанная, согласно (15)—(17), по данным из [15] для $p_0=1$ атм. При приближении к точке спинодали $\tau_{s0}=0,90$, когда τ изменяется от 0,89 до 0,90, значение J возрастает от 0,1 до 10^{13} см $^{-3} \cdot$ с $^{-1}$ (точке кипения в данном

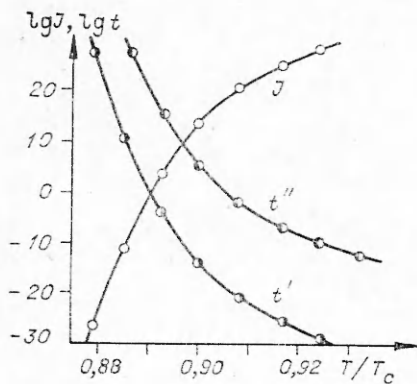


Рис. 2. Температурная зависимость частоты гомогенного зародышеобразования J и «времени жизни» t метастабильной жидкой фазы для воды при $p=1$ атм.

случае соответствует $\tau=0,58$). Там же показана зависимость «времени жизни» метастабильной жидкости t от τ ; t' — время возникновения одного зародыша в 1 см^3 перегретой жидкости; t'' — время возникновения 10^{19} зародышей. Последнее число зародышей выбиралось из расчета того, что жидкость полностью обратится в пар за счет механизма гомогенной нуклеации, причем считалось, что один критический зародыш содержит 10^3 атомов [2]. При $\tau=\tau_{s0}=0,90$ $t'=10^{-14}$ с, $t''=10^5$ с; при $\tau=0,92$ $t''=10^{-8}$ с; при $\tau=0,88$ время ожидания одного зародыша в 1 см^3 жидкости составляет более 10^3 лет.

Таким образом, приведенные оценки показывают, что метастабильная жидкость вплоть до $\tau=0,88$ обладает значительной устойчивостью по отношению к флуктуациям и в то же время в окрестности спинодали время ее взрывчатого превращения в пар может быть меньше времени протекания обычных взрывов. При $\tau < 0,88$ переход метастабильной жидкости в двухфазное состояние определяется механизмом гетерогенного образования и роста зародышей пара.

Параметры, определяющие состояние метастабильной жидкости и процесс ее фазового взрыва

При заданной температуре свободная энергия метастабильной жидкости выше свободной энергии ее насыщенного пара. В расчете на единицу объема жидкости превышение свободной энергии равно [10]

$$g_l = (D_l/D_g - 1)(p - p_0),$$

где p_0 — давление в жидкости.

При заданном давлении перегретая жидкость обладает избыточной энтальпией. Для точки спинодали

$$H_s - H_0 = \int_{T_0}^{T_s} C_p \cdot dT,$$

где H_0 — энтальпия в точке кипения T_0 ; C_p — теплоемкость жидкости в метастабильной области. При взрывном переходе метастабильной жидкости в двухфазное состояние эта энтальпия идет на частичное испарение жидкости, отчего температура системы понижается. Если конечное состояние двухфазной системы отнести к точке кипения, то при адиабатическом протекании фазового взрыва $\beta_s = (H_s - H_0)/\Lambda_0$ — доля жидкости, обратившейся в пар. Таким образом, фазовый взрыв характеризуется тепловым эффектом $H_s - H_0$ и паровыделением β_s . Значения $H_{s0} - H_0$, β_{s0} , а также значения максимального относительного перегрева $(T_{s0} - T_0)/T_0$ различных жидкостей представлены в табл. 1. Они расчи-

Таблица 1

Вещество	$T_c, \text{ К}$	$T_0, \text{ К}$	$T_{s0} - T_0, \text{ К}$	$\frac{T_{s0} - T_0}{T_0}$	$H_{s0} - H_0, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$\frac{\Lambda_0}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг}}$	β_{s0}
Аргон . . .	151	87	49	0,56	62	160	0,39
Азот . . .	126	77	36	0,32	79	198	0,40
Спирт этиловый . . .	507	351	105	0,30	398	992	0,40
Вода . . .	647	373	209	0,56	984	2260	0,40
Ртуть . . .	1760	629	955	1,54	130	295	0,43
Цезий . . .	2030	941	886	0,94	135	490	0,28

таны для $p_0=1$ атм в предположении, что точка спинодали T_{s0} для $p_0 \ll p_c$, согласно (6), составляет $0,9T_c$. При расчете были использованы справочные данные из [5, 8, 16, 17].

Мерой энерговыделения при фазовом взрыве является работа, которая совершается расширяющимся паром, возникшим при взрывном переходе метастабильной жидкости в двухфазное состояние. Если взрыв начинается в окрестности точки спинодали T_s, p_0 , то его развитие упрощенно можно представить следующим образом. Вследствие большого значения частоты гомогенной нуклеации в окрестности спинодали распадение метастабильной жидкости на две фазы происходит в начальной стадии взрыва, отчего температура жидкого компонента вследствие вылета из него «горячих» атомов резко снижается от T_s до T_0 . Снижение же температуры парового компонента от T_s до T_0 происходит во второй стадии взрыва из-за последующего адиабатического расширения пара. Работа при фазовом взрыве одного моля метастабильной жидкости равна:

$$A_s = \beta_s \bar{C}_v = (T_s - T_0) = (\beta_s / \bar{\gamma}) (H_s - H_0),$$

где $\bar{\gamma} = C_p / C_v$ — отношение средних значений теплоемкостей пара в интервале от T_0 до T_s .

Взрыв метастабильной жидкометаллической фазы при нагреве проводника мощным импульсом тока

При нагреве проводника достаточно мощным импульсом тока длительностью менее 10^{-5} с происходит взрывной переход металла в газообразное [10, 18], а затем в плазменное состояние. Этот процесс обычно называют электрическим взрывом проводника. Типичные осциллограммы тока и напряжения на образце при взрыве медной проволочки в плотном газе показаны на рис. 3. Осциллографические исследования, а также исследования, выполненные методом скоростной фотографии [19] и импульсной рентгенографии [20, 21], показывают, что этот взрыв начинается в некоторый момент времени t_3 (начальная точка электрического взрыва), после которого ток в разрядном контуре быстро убывает, а напряжение на проводнике возрастает, что является признаком резкого уменьшения электропроводности металла. После этой точки материал проводника быстро расширяется и это приводит

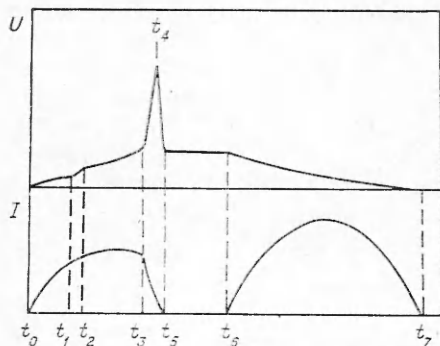


Рис. 3. Осциллограммы тока и напряжения на образце при электрическом взрыве медной проволочки в плотном газе. t_1, t_2 — начало и конец плавления; t_3 — начальная точка электрического взрыва; t_4 — точка «пика» напряжения; t_5, t_6 — начало и конец «паузы» тока; t_6, t_7 — начало и конец вторичного импульса тока.

к возникновению ударной волны в окружающей среде [19, 22]). При отсутствии скин-эффекта в состоянии, предшествующем взрыву, металл находится в жидком состоянии при температуре намного превышающей его нормальную температуру кипения [10, 23].

Применение метода импульсной осциллографии к исследованию электрического взрыва проводников [10, 24, 25] дает возможность измерить зависимость относительного электросопротивления металлов R/R_{298} от их мольной энтальпии $H = H_T - H_{298}$ вплоть до начальной точки взрыва. Эта зависимость рассчитывается по осциллограммам тока I и напряжения U на проводни-

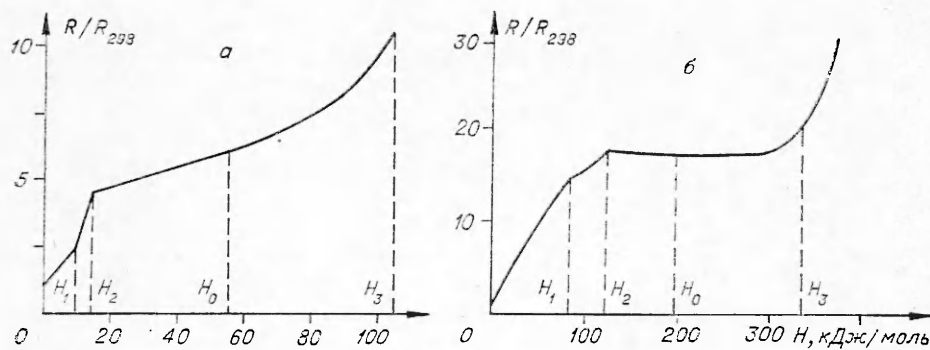


Рис. 4. Зависимость относительного электросопротивления от энтальпии для свинца (а) [10] и молибдена (б) [25].
 а) взрыв в воздухе, $d=0,86$ мм, $l=63$ мм, $t_3-t_2=9$ мкс; б) взрыв в воде, $d=0,5$ мм, $l=68$ мм, $t_3-t_2=15$ мкс.

ке по следующим формулам:

$$R/R_{298} = (U - L \cdot dI/dt) / R_{298} \cdot I,$$

$$H = \frac{A}{m} \left(\int_0^t IU dt - \frac{1}{2} LI^2 \right),$$

где L , m — индуктивность и масса проводника.

На рис. 4 показана зависимость R/R_{298} от H для свинца (а) и молибдена (б); H_1 — начало, а H_2 — конец плавления металла; H_3 — начальная точка взрыва проводника; H_0 — энтальпия в нормальной точке кипения металла [26]. Импульсный нагрев проводника током в воздухе сопровождается развитием гидромагнитных неустойчивостей жидкого цилиндра, что может привести к преждевременному разрушению образца. Однако при длительности импульса $t_i < 10^{-5}$ с гидромагнитные неустойчивости до момента t_4 (см. рис. 3) не успевают развиться [21, 27].

При импульсном нагреве тугоплавких металлов в воздухе при высоких температурах в области жидкого состояния наблюдается «провал электросопротивления», что обусловлено развитием поверхностного разряда, шунтирующего образец. При электрическом взрыве этих металлов в воде провал исчезает, так как тонкий «чулок» плотного водяного пара, окружающего образец, препятствует развитию шунтирующего разряда [10].

С целью проверки того, что полученные при взрыве в воздухе значения H_3 не являются заниженными из-за преждевременного механического разрушения проводника, для некоторых металлов были проведены опыты со взрывом проводников, запрессованных в тефлон, находящийся под давлением [10, 22]. Для повышения точности измерений H были применены импульсы тока длительностью ~ 100 мкс. При $p < 1 \div 3$ кбар образцы разрушались магнитным полем и ростом гетерогенных зародышей пара при небольшом заходе в область жидкого состояния. В этом случае фазовый взрыв мог протекать лишь локально, на отдельных перегретых участках проводника. При $p > 3$ кбар давление оказалось достаточным для подавления влияния гидромагнитных неустойчивостей и значение H_3 намного превосходило энтальпию жидкого металла H_0 в нормальной точке кипения. Зависимость H_3 от p в последнем случае была практически линейной (рис. 5). Значения H_3 для Cu, Ag и Cd, полученные экстраполяцией линейного участка зависимости H_3 от p к $p=0$, практически совпали со значениями H_3 , полученными с помощью коротких импульсов ($1 \div 10$ мкс) в воздухе. Это дает основание считать, что при взрыве этих металлов в воздухе резкое возрастание электросопротивления в точке H_3 было обусловлено

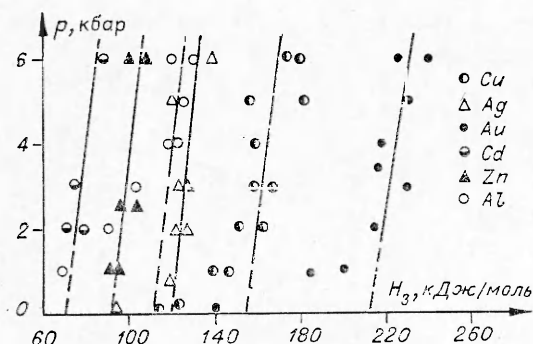


Рис. 5. Зависимость энтальпии в начальной точке электрического взрыва проводника от давления для Cu, Ag, Au, Cd, Zn и Al [28]; взрыв в тефлоне под давлением; $t_3 - t_2 = 50$ мкс.

ной точке электрического взрыва t_3 (см. рис. 3), однако образец остается сплошным вплоть до точки «пика» напряжения t_4 . Формирование поперечной слоистой структуры наблюдается на более поздних стадиях процесса.

Уточненные в сравнении с [10, 22, 29] результаты измерений энтальпии в начальной точке электрического взрыва для ряда металлов представлены в табл. 2. Здесь приведены максимальные значения H_3 , усредненные по данным 6—10 опытов для каждого металла. Среднеквадратичная погрешность определения H_3 не превышала $\pm 8\%$. В расчете на единицу исходного объема плотность энтальпии h_3 в начальной точке электрического взрыва для тугоплавких металлов составляет $30 \div 50$ кДж/см³, что представляет собой довольно высокую концентрацию энергии в жидком металле. Для всех исследованных металлов значения H_3 намного превосходят расчетные энтальпии в нормальной точке кипения [26]. Избыточная энтальпия, рассчитанная на единицу

не механическим разрушением жидкого цилиндра из-за развития в нем гидромагнитных неустойчивостей, а изменением термодинамических и электрических свойств жидкого металла.

Фотографии, полученные методом импульсной рентгенографии, показывают [21, 27], что при взрыве медной проволоочки в воздухе импульсом тока длительностью менее 10^{-5} с интенсивное расширение образца в радиальном направлении начинается в началь-

Таблица 2

Металл	Условия опыта	$t_3 - t_2$, мкс	H_3 , кДж/моль	h_3 , кДж/см ³	$H_3 - H_0$, кДж/моль	$H_3 - H_0$, кДж/г	$h_3 - h_0$, кДж/см ³	β_3
Cu	a	1,6	152	21,4	61,0	0,96	8,6	0,20
Ag	a	9,0	119	11,7	41,0	0,38	4,0	0,16
Au	b	78,0	196	19,3	98,4	0,50	9,7	0,30
Zn	b	52,0	85	9,3	51,6	0,79	5,7	0,45
Cd	a	4,1	63	4,9	35,4	0,31	2,7	0,36
Al	b	58,0	107	10,7	19,1	0,71	1,9	0,07
Pb	a	9,0	104	5,7	49,4	0,24	2,7	0,28
Zr		13,7	310	15,4	125,0	1,37	6,2	0,21
Hf		18,0	300	22,4	100,0	0,56	7,5	0,17
Nb		12,0	348	32,0	147,0	1,58	13,5	0,22
Mo	c	11,3	336	36,4	145,0	1,51	15,6	0,24
W		15,4	460	45,8	219,0	1,13	21,8	0,27
Pt		9,7	230	25,3	86,0	0,44	9,5	0,17
Re		14,0	310	35,0	79,0	0,42	8,9	0,11

Примечание. а — взрыв в воздухе, б — взрыв в тефлоне под давлением (H_3 получено экстраполяцией к атмосферному давлению), с — взрыв в воде.

исходного объема $h_3 - h_0$ при электрическом взрыве Cu, Au, Zr, Nb, Mo, W, Pt и Re, превосходит тепловой эффект при взрыве тротила (6 кДж/см³).

Отношение $\beta_3 = (H_3 - H_0)/\Lambda_0$ для исследованных металлов вполне сравнимо со значениями $\beta_{s0} = (H_{s0} - H_0)/\Lambda_0$, рассчитанными для ряда жидкостей (см. табл. 1) по энтальпии H_{s0} в точке спинодали для $p_0 = 1$ атм. Это дает некоторое основание считать, что приведенные в табл. 2 значения H_3 для исследованных металлов близки к H_s . Этот вывод подтверждается также совпадением значений H_3 для Cu, Ag и Cd, полученных при взрыве в воздухе при $t_3 - t_2 < 10^{-5}$ с, со значениями H_3 при $p = 0$, полученными методом взрыва под давлением [22, 29].

Из результатов [10, 30, 31] следует, что при взрыве медных проводочек в воздухе H_3 для меди не зависит от скорости нагрева в пределах от 10^9 до 10^{11} К/с; $H_3 = 159$ кДж/моль из [30] и 147 кДж/моль из [31] удовлетворительно согласуются с $H_3 = 152$ кДж/моль, полученным нами в опытах при скорости нагрева 10^9 К/с [10]. Из данных [32] следует, что $H_3 = 159$ кДж/моль для меди не изменяется при увеличении напряжения на конденсаторе от 3 до 5 кВ. В [33] для алюминия получено $H_3 = 4,3$ кДж/г = 116 кДж/моль; для молибдена в [31] найдено $H_3 = 336$ кДж/моль, что близко к значениям, приведенным в табл. 2.

Эти факты указывают на то, что начальная точка электрического взрыва является параметром, характеризующим физические свойства взрываемого металла.

Резкое увеличение электросопротивления образца в начальной точке электрического взрыва можно объяснить переходом жидкого металла в неметаллическое состояние, что может быть обусловлено локализацией электронов проводимости вследствие теплового расширения металла. Мотт [34], исходя из модели локализации электронов, предложенной Андерсоном, нашел, что минимальное значение металлической проводимости равно²

$$\sigma_{mn} = 0,06e^2/dh^*, \quad (18)$$

где e — заряд электрона; h^* — приведенная постоянная Планка; d — расстояние между соседними атомами. В закритической области переход ртути в неметаллическое состояние исследовался экспериментально в [8]; при $p = p_c$ он начинается при плотности 9 г/см³ ($d = 3,33$ Å) и $\sigma_{mn} = 30$ Ом⁻¹·см⁻¹, что приблизительно удовлетворяет условию (18).

Линия перехода жидкого металла в неметалл, по данным [8], для ртути показана на рис. 1. Она продолжена в область метастабильной жидкости, где переход металла в неметалл должен быть обусловлен бурным развитием флуктуаций вследствие стремления к нулю производных $(\partial p/\partial V)_T$ и $(\partial T/\partial S)_p$ при приближении к спинодали. Эта линия сдвинута относительно спинодали (6) на $0,05T_c$ в сторону более низких температур и приближенно может быть представлена уравнением

$$\pi = 10\tau - 8,5. \quad (19)$$

Линия перехода металл — неметалл соответствует линии начальных точек электрического взрыва (см. рис. 5).

Процесс электрического взрыва проводника в воздухе можно представить следующим образом. Если скорость нагрева такова, что $t_s \leq 10^{-5}$ с, то после плавления жидкий проводник будет нагреваться до температуры, превышающей температуру кипения металла. При дости-

² Здесь $h^* = h/2\pi$.

жении температуры, определяемой уравнением (19), начнется переход металла в неметалл, что приведет к перенапряжению на образце (см. рис. 3). Благодаря перенапряжению мощность, подводимая к образцу в период от t_3 до t_4 , практически не меняется, и за время $t_4 - t_3$ в образец дополнительно вводится энергия, составляющая 20—25% от H_3 [10]. Этой энергии вполне достаточно, чтобы нагреть металл на $0,05T_c$ от точки перехода металла в неметалл до точки спинодали. В окрестности спинодали вступает в действие флуктуационный механизм гомогенной нуклеации, приводящий к взрыву метастабильной жидкометаллической фазы. Продуктом электрического взрыва является парожидкостная смесь с относительным содержанием пара, немного большим значения $\beta_3 = (H_3 - H_0)/\Lambda_0$ (см. табл. 2). Наличие жидкой фазы в продуктах электрического взрыва подтверждается экспериментом; он служит убедительным доказательством несостоятельности концепций электрического взрыва, основанных на «чистом» испарении металла. Таким образом, фазовый взрыв является основным фактором, определяющим процесс электрического взрыва.

Электрический взрыв осложняется действием магнитного давления, которое возрастает от нуля на поверхности до максимального значения на оси проводника [24]. Магнитное давление повышает электропроводность, а следовательно, и скорость нагрева слоев металла, прилегающих к оси образца. В то же время оно повышает точку спинодали для этих слоев. В зависимости от свойств металла и параметров образца магнитное давление может привести к различным внешним формам взрыва образца, в зависимости от того, где раньше будет достигнута точка спинодали — в поверхностном слое или внутри образца. Просвечивание взрывающихся проволочек рентгеновскими лучами доказывает возможность как «внешнего», так и «внутреннего» электрического взрыва проводника [35, 36].

Оценка критических параметров металлов по данным для начальной точки электрического взрыва

Среди металлических элементов критические параметры измерены непосредственно только для ртути и цезия [37]. Для остальных металлов они оценивались чаще всего методом термодинамического подобия соответствующих свойств металлов со свойствами веществ с низкой критической температурой. Так как такое подобие выполняется плохо, то результаты различных оценок часто расходятся более чем в 2 раза.

Метод электрического взрыва проводников дает возможность измерить параметры металла в начальной точке его фазового взрыва, которая по температуре близка к критической. Согласно (19), критическая температура T_c металла связана с начальной точкой его фазового взрыва T_3 (точка перехода металла в неметалл) соотношением

$$T_c = T_3/b, \quad (20)$$

где $b = p/10p_c + 0,85$ слабо зависит от внешнего давления; при изменении p от нуля до p_c , b изменяется от 0,85 до 0,95. T_3 можно рассчитать по теплоте $H_3 - H_2$, затраченной на нагрев жидкого металла от точки плавления T_2 до T_3 и по его средней теплоемкости \bar{C}_p [23]. Так как для большинства жидких металлов зависимость C_p от T проходит через минимум с последующим возрастанием в области высоких температур, то с некоторым приближением \bar{C}_p можно заменить через теплоемкость C_2 жидкого металла при $T = T_2$. Для ртути и цезия такая замена дает ошибку, не превышающую 10% при расчете $T_3 = 0,85 T_c$. Таким образом,

$$T_3 = T_2 + (H_3 - H_2)/C_2. \quad (21)$$

В табл. 3 приведены значения T_3 и T_c для некоторых металлов, рассчитанные по формулам (20) и (21). Энтальпия измерена осциллографически при взрыве проводников в воздухе. Так как в этом случае $p = p_{\text{атм}} \ll p_c$, то $b = 0,85$. Значения T_2 и C_2 взяты из [26]. Там же приведены значения максимального перегрева металла $(T_3 - T_0)/T_0$ относительно нормальной температуры его кипения [26].

Критическая температура щелочных металлов и ртути [37], а также четырнадцати металлов, рассчитанная, согласно (20), (21), по данным электрического взрыва проводников с точностью до погрешностей их определения, линейно зависит от теплоты сублимации металла $\Lambda_{\nu 0}$ при $T = 0$ [26] и удовлетворяет условию

$$T_c = m + n\Delta_{\nu 0}, \quad (22)$$

где $m = 1000$ К, $n = 54$ К·моль/ккал. Соотношение (22) можно использовать для расчета T_c других металлов. С использованием данных [26] для $\Lambda_{\nu 0}$ соотношение (22) дает следующие значения T_c : Вi — 2440, Fe — 6330, In — 4140, Mo — 9470, Ni — 6520, Pt — 8280, Ta — 11080, Ti — 7030, V — 7590, R — 11950 К. Полученные результаты показывают, что оценки критических температур некоторых металлов, ранее выполненные Гроссе [38], завышены примерно в 2 раза.

Критическую плотность металлов D_c можно оценить по значению T_c , плотности жидкого металла D_2 при $T = T_2$ и производной dD/dT вблизи T_2 , которая для многих жидких металлов остается постоянной вплоть до температур, превышающих нормальную температуру кипения [39]. Правило прямолинейного диаметра дает

$$D_c = 1/2 [D_2 + dD/dT (T_c - T_2)]. \quad (23)$$

Значения D_c , вычисленные по (23) с использованием данных для плотности [39], приведены в табл. 3.

Экстраполяцией зависимости D от T для жидкого металла до температуры $T = T_3$ можно найти плотность жидкого металла D_3 в начальной точке его электрического взрыва (рис. 6). До $T = 1,2T_c$ зависимость $D(T)$ экстраполировалась линейной функцией; в окрестности критической точки она представлялась формулой

$$(D - D_c)/D_c = \alpha [(T - T_c)/T_c]^\beta,$$

где коэффициенты $\alpha = 2,21$, $\beta = 0,43$ получены из экспериментальных данных для благородных газов. Для металлов, приведенных в табл. 3, объем при $T = T_3$ превышает объем при $T = 298$ К в 1,54—1,79 раз. При радиальном расширении проволочного образца это соответствует увеличению его диаметра в 1,24—1,34 раза. Примерно такие же отношения получаются и для ртути.

Таблица 3

Металл	T_3 , К	$\frac{T_3 - T_0}{T_0}$	T_c , К	D_c , г/см ³	p_c , атм
Cu	4630	0,63	5450	2,35	3300—6800
Ag	3590	0,47	4220	3,25	2100—4300
Au	5940	0,90	6990	5,20	3000—6200
Zn	2810	1,38	3310	2,00	1700—3500
Cd	2220	1,13	2610	2,75	1050—2200
Al	3350	0,20	3940	0,72	1700—3500
Pb	3530	0,74	4150	3,02	1000—2100

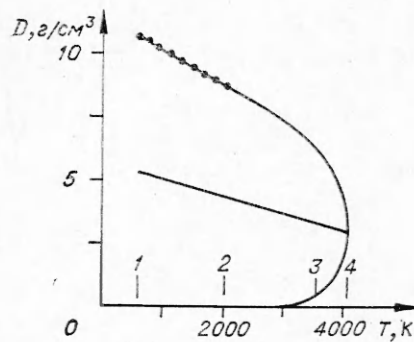


Рис. 6. Плотность свинца на линии насыщения (точки — экспериментальные данные [39]).

1 — точка плавления; 2 — нормальная точка кипения; 3 — начальная точка электрического взрыва; 4 — критическая точка.

Критическое давление металлов p_c можно оценить по известным значениям T_c и D_c с использованием фактора $Z_c = p_c V_c / R_g \cdot T_c$. Для цезия $Z_c = 0,20$; для ртути $Z_c = 0,41$. Значения p_c , соответствующие этим значениям Z_c , приведены в табл. 3.

Фазовый взрыв металлов под действием мощного светового излучения

Из проведенного выше анализа кинетики перехода жидкого металла в пар и из данных по электрическому взрыву проводников следует, что при облучении металла достаточно мощным световым излучением должен произойти фазовый взрыв метастабильной жидкометаллической фазы в приповерхностном слое мишени [9]. Возможность влияния «метастабильности» на процесс перехода вещества в газообразное состояние под действием мощного светового излучения отмечалась ранее [40].

Плотность светового потока q , при которой взрывной механизм разрушения металлов становится преобладающим, должна удовлетворять следующему условию: время нагрева поверхности металла до точки спинодали $t_s \leq 10^{-5}$ с. Если прогрев приповерхностного слоя осуществляется по механизму теплопроводности, то связь между q и T_s определяется соотношением [41]

$$q = T_s \lambda / 2(1-r) \cdot (\pi / \kappa t_s)^{1/2} \quad (t_s \leq 10^{-5} \text{ с}), \quad (24)$$

где λ и κ — теплопроводность и температуропроводность металла; r — коэффициент отражения. Глубина x_0 , на которой температура в момент t_s составляет $T = T_s/2$, равна

$$x_0 = 0,7 (\kappa t_s)^{1/2}. \quad (25)$$

Уравнение (24) эквивалентно выражению

$$q = h_s / 2(1-r) \cdot (\kappa \pi / t_s)^{1/2} \quad (t_s \leq 10^{-5} \text{ с}), \quad (26)$$

где $h_s \approx 1,05 h_3$ — плотность энтальпии жидкого металла в точке спинодали (см. табл. 2). При достижении на поверхности температуры $T_{mn} = 0,85 T_c < T_s$ начнется переход металла в неметалл и связанное с этим переходом «просветление» приповерхностного слоя, которое приводит к уменьшению r [42, 43]. Благодаря «просветлению» за короткое время, намного меньшее t_s , до температуры T_s будет прогрет слой, толщина которого близка к x_0 . Вслед за «просветлением» произойдет взрывное вскипание слоя по механизму гомогенной нуклеации. Согласно (25), при $t_s = 10^{-5}$ с, $\kappa = 0,2 \text{ см}^2/\text{с}$ $x_0 = 10^{-3}$ см, что более чем на порядок превышает толщину слоя, испарившегося за время t_s со свобод-

ной поверхности металла. В таком слое возможно развитие процесса гомогенной нуклеации, так как радиус критического зародыша пара в окрестности спинодали намного меньше x_0 и составляет около 10^{-7} см [2].

Таким образом, при плотностях потока, удовлетворяющих условию (24), взрывной механизм разрушения металлов становится преобладающим. В табл. 4 приведены значения q для ряда металлов, рассчитанные по соотношению (24) при $r=0,5$ для $T_s=0,90T_c$ (T_c рассчитано по (22)), значения λ и κ для жидких Hg, Cs, Cu, Al, Zn, Cd, Pb, Bi взяты из [44, 45], для твердых тугоплавких металлов в области высоких температур — из [45, 46]. Полученные значения q (для $t_s=10^{-5}$ — 10^{-6} с) соответствуют стационарному фазовому взрыву приповерхностного слоя металла, который начинается в окрестности точки спинодали без заметного нарушения стационарности процесса гомогенной нуклеации. Как будет показано ниже, при большей плотности потоков возможно изменение характера фазового взрыва жидкого металла, связанное с нарушением процесса гомогенной нуклеации. По-видимому, значения q для $t_s \leq 10^{-8}$ с соответствуют «нестационарному» фазовому взрыву приповерхностного слоя металлической мишени, который определяется механизмом распада жидкой фазы в области ее термодинамической неустойчивости.

При действии импульса длительностью $t \gg 10^{-5}$ с при интенсивности, обеспечивающей взрывной механизм разрушения металла, должна наблюдаться цикличность в чередовании взрывов, причем каждый из них будет выбрасывать слой металла толщиной x_0 . Если отсутствуют краевые эффекты и вымывание расплава из каверны, продукты взрыва будут представлять собой парожидкостную смесь с относительным по массе содержанием пара $\beta_s=0,2$ — $0,4$ (см. табл. 1).

Этот вывод согласуется с экспериментальными данными [47, 48], согласно которым при $q > 5 \cdot 10^6$ Вт/см² удельная энергия разрушения для многих металлов меньше их теплоты испарения. Это можно объяснить тем, что значительная часть выбрасываемого из зоны облучения материала находится в жидкой, а не в паровой фазе. В [43] опыты, проведенные в более «чистых» условиях, показали, что при облучении свинца и висмута потоком излучения $q=(10^7$ — $10^8)$ Вт/см² доля паровой компоненты составила около 33%, что хорошо согласуется со значением $\beta_3=31\%$ для свинца (см. табл. 2), полученным из данных электрического взрыва проводников.

В [49] при облучении поверхности ртути световыми импульсами длительностью от 50 до 500 мкс при $q=(2,2 \cdot 10^5$ — $10^6)$ Вт/см² наблюдался пульсирующий режим перехода жидкости в пар; переход сопровождался образованием дисперсной фазы, причем начало ее образования совпадало с началом роста давления на мишень. Минимальное

Таблица 4

Металл	$\frac{\lambda, \text{Вт}}{(\text{см} \cdot \text{К})}$	$\frac{\kappa, \text{см}^2}{\text{с}}$	$q \cdot 10^{-6} (\text{Вт/см}^2)$ при t_s (с)			Металл	$\frac{\lambda, \text{Вт}}{(\text{см} \cdot \text{К})}$	$\frac{\kappa, \text{см}^2}{\text{с}}$	$q \cdot 10^{-6} (\text{Вт/см}^2)$ при t_s (с)		
			10 ⁻⁵	10 ⁻⁷	10 ⁻⁸				10 ⁻⁵	10 ⁻⁷	10 ⁻⁸
Hg	0,12	0,06	0,43	4,3	14	Bi	0,14	0,10	0,55	5,5	17
Cs	1,2	2,68	0,75	7,5	24	Sn	0,34	0,17	2,04	20,4	64
Cu	1,6	0,47	6,33	63,3	200	Nb	0,71	0,27	7,12	71,2	225
Al	0,95	0,33	4,34	43,4	137	Mo	0,84	0,18	9,50	95,0	300
Zn	0,58	0,16	1,97	19,7	62	W	0,92	0,25	11,2	112,0	353
Cd	0,38	0,16	1,17	11,7	37	Pt	1,1	0,24	9,40	94,0	297
Pb	0,17	0,11	0,92	9,2	29						

значение плотности потока в режиме пульсирующего перехода близко к значению q для $t_s = 10^{-5}$ с (см. табл. 4).

Поскольку при фазовом взрыве количество движения в основном передается паровому компоненту, при однократном взрыве импульс отдачи

$$K = \beta_s m u_s. \quad (27)$$

Здесь $m = DSx_0$ — масса выброшенного материала, $u_s = (R_g T_s / 2\pi A)^{1/2}$ — среднее значение вектора скорости атомов в паре в направлении по нормали к поверхности, S — плотность фокального пятна, D — плотность металла. С учетом выражений для q (24) и x_0 (25) получим

$$K = 0,7\beta_s DS\lambda/q(1-r) \cdot (R_g T^3/A)^{1/2}. \quad (28)$$

Таким образом, при взрывном режиме разрушения металла K убывает при увеличении плотности потока q . Между тем в режиме простого испарения с поверхности металла должна наблюдаться обратная зависимость между K и q . Таким образом, переход от механизма испарения к взрывному механизму определяется точкой максимума на кривой зависимости K от q . Такие точки были зафиксированы в работе [43]; для Pb в точке максимума $q = 2,5 \cdot 10^7$ Вт/см², для Bi $q = 3 \cdot 10^6$ Вт/см², что примерно соответствует плотности потока, рассчитанному по (24) для $r = 0,5$, $t_s = 10^{-7}$ с.

О возможности реализации термодинамически неустойчивых состояний жидкой фазы в условиях импульсного нагрева

Такая возможность следует из кинетики гомогенной нуклеации зародышей пара. При достаточно большой скорости нагрева метастабильной жидкости в окрестности спинодали стационарность процесса нуклеации может быть нарушена, и тогда частота образования зародышей J' будет зависеть не только от температуры, но и от времени t .

Если жидкость мгновенно перевести в метастабильное состояние, определяемое температурой T , то зависимость J' от t выражается соотношением [13]

$$J' = J \exp(-\theta/t), \quad (29)$$

где J определяется формулой (16); θ — время установления стационарного процесса нуклеации. По теоретическим оценкам [2, 11] $\theta = 10^{-7} \div 10^{-9}$ с. При $t \ll \theta$ значения J' при заданной T будут намного меньше J по (17). Время θ , по-видимому, определяет минимальное время взрывчатого превращения метастабильной жидкости в пар, поэтому «времена жизни» метастабильной жидкости $t < \theta$ (см. рис. 2) и соответствующие им значения J не имеют физического смысла.

При коротких временах импульсного нагрева метастабильной жидкости $t_s < \theta = 10^{-8}$ с можно ожидать захода за спинодали в область неустойчивых состояний жидкой фазы, расположенных правее спинодали (см. рис. 1), где производные $-(\partial p/\partial V)_T$ и $(\partial T/\partial S)_p = T/C_p$ отрицательны. Возможность такого захода в окрестности критической точки рассматривалась Зельдовичем и Тодесом [50].

Согласно [50], время распада неустойчивой жидкой фазы определяется в первую очередь ее теплопроводностью. Изменение знака теплоемкости в уравнении теплопроводности

$$D \cdot C_p \cdot dT/dt = \lambda \cdot \Delta T$$

формально эквивалентно изменению знака времени, поэтому вместо обычных решений, описывающих экспоненциальное выравнивание температуры, получим экспоненциальное нарастание температурных разностей, приводящее к расслоению системы на две фазы. Время расслоения t_n неустойчивой жидкой фазы в [50] приравнено к постоянной времени нарастания температурной разности для области размером l , на которые распадается однородная система

$$t_n = l^2 |C_p| D / \lambda,$$

где $|C_p|$ — абсолютное значение теплоемкости в неустойчивом состоянии.

При пересечении спинодали производные $-(\partial p / \partial V)_s$ и $(\partial T / \partial S)_v = T / C_v$ в отличие от $-(\partial p / \partial V)_T$ и $(\partial T / \partial S)_p = T / C_p$ не обращаются в нуль, а сохраняют положительные значения в области термодинамически неустойчивых состояний. Согласно представлениям [50], помимо спинодали можно представить себе границу, определяемую уравнениями

$$\begin{aligned} (\partial T / \partial S)_v = T / C_v = 0, \\ -(\partial p / \partial V)_s = 0, \end{aligned}$$

на которой теплоемкость при постоянном объеме и скорость звука обращаются в нуль. Эта граница разделяет термодинамически неустойчивые состояния от абсолютно неустойчивых недостижимых состояний.

На возможность реализации термодинамически неустойчивых состояний жидкометаллической фазы в условиях импульсного нагрева указывают некоторые данные об электрическом взрыве проводников. В [51] при взрыве медных проволочек импульсами тока длительностью менее 10^{-6} с (время нагрева от точки плавления до точки спинодали менее 10^{-7} с) обнаружена неоднозначность между электросопротивлением металла и введенной в него энергией. Впоследствии этот эффект, получивший название «аномального», был подтвержден работой [30]; результаты измерений зависимости R/R_{298} от H из этой работы для меди показаны на рис. 7.

В [30] при $t_3 - t_2 = 10^{-7}$ с, аналогично опытам при $t_3 - t_2 = 10^{-5} \div 10^{-6}$ с, в виде точки излома фиксировалась начальная точка электрического взрыва H_3 , после которой электросопротивление металла резко возрастало. При уменьшении времени нагрева жидкой фазы от 10^{-7} до 10^{-8} с наблюдалось постепенное «вырождение» и последующее «исчезновение» начальной точки взрыва (после точки $H_3 = 159$ кДж/моль кривые зависимости R/R_{298} от H становятся более пологими при увеличении скорости нагрева). Интерпретацию хода кривых после точки H_3 следует давать с большой осторожностью, так как такой ход зависимости R/R_{298} от H в этой области мог быть обусловлен эффектами ионизации в участках возможного нарушения сплошности образца. Если же проводник оставался сплошным, то состояния жидкого металла правее

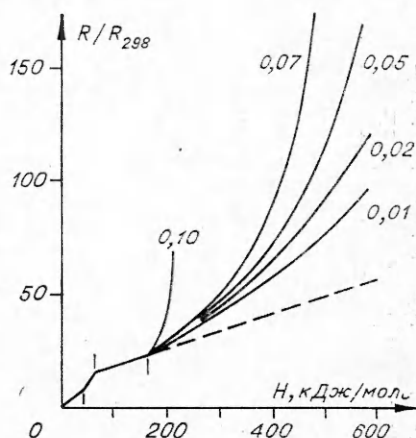


Рис. 7. Зависимость относительного сопротивления меди от энтальпии, рассчитанная по данным [30]. Штрихами отмечены начало и конец плавления, а также начальная точка электрического взрыва. Числа — время нагрева от точки плавления до точки $H = 159$ кДж/моль в микросекундах.

точки H_3 следует рассматривать как термодинамически неустойчивые. При $t_s = (1 \div 5) \cdot 10^{-8}$ с в этом случае в жидкую медь вводится энергия, которая примерно в 4 раза превышает значение H_3 . В расчете на единицу исходного объема это составляет около 85 кДж/см^3 .

Реализация термодинамически неустойчивых состояний жидкометаллической фазы возможна при действии достаточно мощного светового излучения на металлы. Если принять $\theta = 10^{-8}$ с, то такая ситуация должна наблюдаться при значениях плотности потока, превышающих q из табл. 4 для $t_s = 10^{-8}$ с. Известно [52], что при действии на металлы наносекундных импульсов при $q = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ из зоны облучения выбрасывается смесь, состоящая из плазмы с $T = 10^5 \text{ К}$ и жидкого металла. Такая ситуация вполне соответствует характеру нагрева неустойчивой фазы, в которой температура более горячих областей должна расти за счет понижения температуры более холодных областей.

Заключение

Неизбежность фазового взрыва жидкости в условиях ее импульсного нагрева со скоростью, превышающей 10^8 К/с , следует из термодинамики и кинетики перехода жидкости в пар. Протекание этого процесса в металлических жидкостях следует из опытов с электрическим взрывом проводников. Между тем при описании действия мощного светового излучения на металлы возможность фазового взрыва, как правило, исключается и процесс разрушения металла объясняется испарением вещества с поверхности мишени [52]. Вполне понятно, что такой подход не может дать точного описания этого важного физического процесса. Этот пример убедительно доказывает необходимость дальнейшего и более детального исследования фазового взрыва жидкости и различных аспектов его проявления.

Университет дружбы
народов им. П. Лумумбы

Поступила в редакцию
25/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. T. L. Hill. Thermodynamics of small systems, Part 2. N. Y. Benjamin, 1966.
2. В. П. Скрипов. Метастабильная жидкость. М., «Наука», 1972.
3. R. Fürth. Proceedings Cambridge Philosophical Society, 1971, 37, 1, 252.
4. E. U. Franck, F. Hensel. Berichte der Bunsengesellschaft, 1966, 70, 9/10, 1154.
5. М. П. Вукалович, А. И. Иванов и др. Теплофизические свойства ртути. М., Изд-во стандартов, 1971.
6. I. Bohdanský, H. E. I. Achins. Inorganic and Nuclear Chem., 1967, 29, 2173.
7. F. Hensel, E. U. Franck. Reviews of Modern Physics, 1968, 40, 697.
8. И. К. Кикоин, А. П. Сенченков. Физика металлов и металловедение, 1967, 24, 5, 813.
9. М. М. Мартынюк. ЖТФ, 1976, 46, 4, 741.
10. М. М. Мартынюк, В. И. Цапков и др. Исследование физических свойств металлов методом импульсного нагрева. М., Изд-во Университета дружбы народов, 1972.
11. Д. Хирс, Г. Паунд.— В сб.: Успехи физики металлов. Т. II. М., «Металлургия», 1966.
12. Ю. Каган. ЖФХ, 1960, 34, 92.
13. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 525.
14. M. Volmer. Kinetik der Phasenbildung, Dresden — Leipzig, Steinkopf, 1939.
15. М. П. Вукалович, О. П. Ривкин, А. А. Александров. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М., Изд-во стандартов, 1969.
16. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., «Наука», 1972.
17. Э. Э. Шпильрайн, К. А. Якимович и др. Теплофизические свойства щелочных металлов. М., Изд-во стандартов, 1970.
18. М. М. Мартынюк. ЖТФ, 1974, 44, 6, 1962.

19. F. D. Bennett, H. S. Burden, D. D. Shear. Phys. of Fluids, 1962, 5, 1, 102.
20. В. М. Кульгавчук, Г. А. Новоскольцева. ЖТФ, 1966, 36, 3, 549.
21. W. Erb. Zeitschrift für angewandte Physik, 1969, 26, 4, 295.
22. М. М. Мартынюк, О. Г. Пантелейчук. Изв. АН СССР, сер. Металлы, 1976, 2, 227.
23. М. М. Мартынюк, И. Каримходжаев. ЖФХ, 1974, 48, 5, 1243.
24. М. М. Мартынюк, Г. Э. Герреро. ЖТФ, 1972, 42, 1, 187.
25. М. М. Мартынюк, И. Каримходжаев. Докл. АН ТаджССР, 1971, 14, 8, 14.
26. R. Hultgren, P. D. Desai et al. Selected Values of the Thermodynamics Properties of the Elements. Ohio. American Society for Metals, 1973.
27. K. S. Fansler, D. D. Shear. In "Exploding Wires", 4, 185. (Ed. W. G. Chase, H. K. Moore). Plenum Press, N. Y. 1968.
28. М. М. Мартынюк, О. Г. Пантелейчук. Теплофизика высоких температур, 1976, 5.
29. М. М. Мартынюк, О. Г. Пантелейчук. ПМТФ, 1974, 5.
30. F. D. Bennett, G. D. Kahl, E. H. Wedemeyer. In "Exploding Wires", 3, 65. N. Y., Plenum Press, 1964.
31. Ф. Уэбб, Г. Хилтон и др. Электрический взрыв проводников. М., ИЛ, 1965, с. 47.
32. В. В. Бондаренко, И. Ф. Кварцхава и др. ЖЭТФ, 1955, 28, 2, 191.
33. А. П. Байков, В. А. Белого и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 286.
34. N. F. Mott, E. A. Davies. Electronic Processes in Non — crystalline Materials Clarendon Press, Oxford, 1971.
35. T. Korneff. Bulletin of the American Physical Society, 1970, 15, 1, 97.
36. T. Korneff, W. Chase, Review of Scientific Instruments, 1971, 42, 1184.
37. R. G. Ross, D. A. Greenwood. Progress in Materials Science, 1969, 14, 4, 173.
38. A. V. Grosse. J. of Inorganic and Nuclear Chemistry, 1961, 22, 23.
39. C. W. Strauss. Nuclear Science and Engineering, 1964, 18, 280.
40. А. А. Самохин. Краткие сообщения по физике, 1973, 4, 7.
41. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
42. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой плотности на металлы. М., «Наука», 1970.
43. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин и др. ЖЭТФ, 1972, 63, 2, 586.
44. Л. П. Филиппов. Исследование теплопроводности жидкостей. М., Изд-во МГУ, 1970.
45. Thermal Conductivity. Metallic Elements and Alloys. Ed. Y. S. Touloukian. Plenum. N.—Y., 1970.
46. Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, 1, Elements. Ed. Y. S. Touloukian. Macmillan, N.—Y., 1967.
47. В. М. Кириллин, П. И. Уляков. Физика и химия обработки материалов, 1971, 1, 8.
48. Б. М. Жиряков, Н. Н. Рыкалин и др. Квантовая электроника, 1973, 1, (13), 119.
49. Б. М. Жиряков, Н. И. Попов и др. Письма в ЖТФ, 1975, 1, 731.
50. Я. Б. Зельдович, О. М. Годес. ЖЭТФ, 1940, 10, 1441.
51. И. Ф. Кварцхава, В. В. Бондаренко и др. ЖЭТФ, 1956, 31, 5, 745.
52. Дж. Реди. Действие мощного лазерного излучения. М., «Мир», 1974.

ВОЛНЫ В МЯГКОМ ГРУНТЕ КАК УПРУГОВЯЗКОЙ СРЕДЕ

*В. А. Котляревский,
Р. А. Румянцева, А. И. Шишкин*

Для описания волн в мягких грунтах применяются модели сред, поведение которых либо не зависит, либо зависит от скорости деформации. К первой группе относится модель С. С. Григоряна [1], широко используемая в динамике грунтов. Из большого разнообразия реологических моделей второй группы [2] в динамических задачах применяются сравнительно простые [3, 4]. В работах [5, 6] рассмотрено прохождение волн в среде с моделью стандартного линейного тела с одним [5] или двумя мгновенными модулями [6]. Одномерная волна, вызванная скачком скорости конца стержня, с моделью в виде последовательно включенных элементов Фойгта и Максвелла, изучалась Глоузом и Ли