УДК 539.8

И. А. Миклашевич, В. В. Селявко

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Существование ударных волн разрежения в веществе вблизи критической точки фазового перехода I рода предсказано Я. Б. Зельдовичем [1] и обнаружено экспериментально [2—4].

Рассмотрим условия существования ударных волн разрежения, связанных с фазовым переходом II рода.

Инициируем каким-либо образом в предварительно напряженном теле волну всестороннего разрежения амплитуды P и достаточно малой ширины такой, чтобы время изменения давления было меньше времени релаксации напряжений в материале. Предполагается, что тело в твердом состоянии при расширении на $\Delta V = V_L - V_m$ (V_L, V_m — объем тела соответственно в жидкой и твердой фазе) переходит в метастабильное состояние [5]. Если тело при этом останется в твердой фазе, новое состояние может быть аморфным [6]. Состояние тела при подобных переходах меняется непрерывно, а симметрия — скачком. Известно, что аморфная структура сама по себе более симметрична, чем любая упорядоченная. Процесс образования новой структуры под воздействием волны разрежения происходит через ряд промежуточных структур, кристаллографические симметрии которых выходят за рамки 230 пространственных групп [7], т. е. процесс перехода представляет собой последовательность состояний со все более широкими классами симметрии. Его итог — переход материала в полностью аморфное состояние (фазовый переход II рода [8]).

Из уравнения Чепмена — Жуге

$$S_{\mathrm{II}} - S_{\mathrm{I}} = \frac{1}{12}\,\frac{1}{T}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_S (p_{\mathrm{II}} - p_{\mathrm{I}})^3$$

(p — давление, S — энтропия, T — температура, индексы I, II отвечают состоянию I, II) следует условие существования ударной (резкой) волны разрежения [1]

$$(\partial^2 V/\partial p^2)_S < 0. \tag{1}$$

Рассмотрим возможность выполнения условия (1) при переходе в некристаллическое состояние под воздействием волны разрежения. Термодинамический потенциал системы запишем как функцию давления p, температуры и напряженности поля h: $\Phi = \Phi(p, h, T)$. Потенциал Φ представляется в виде [8]

$$\Phi(p, T, h) = \Phi_0(p, T) + at^2\eta^2 + B\eta^4 - \eta h V, \tag{2}$$

где η — параметр порядка, от которого зависит h; $t = T - T_c(p)$; $T_c(p)$ — температура фазового перехода.

Условие равновесия $(\partial\Phi/\partial\eta)_{T,h} = 0$ с учетом (2)

$$2at^2\eta + 4B\eta^3 = hV. \tag{3}$$

Если кривая (3) немонотонная, на ней заведомо существует точка перегиба. Рассмотрим случай, когда кривая монотонная. Переход в более симметричную фазу должен сопровождаться падением температуры, поэтому $t < 0$, а для монотонности необходимо $at > 0$, следовательно, $a < 0$ [8]. Такой выбор параметра не ограничивает общности рассмотрения. Обращение напряженности h в 0 отвечает ситуации, когда потенциал (2) $\Phi(p, T, h) = \Phi(p, T)$ и существование перегиба потенциала равносильно существованию точки перегиба на кривой $T(p)$. Имеем

$$-(dV/dp)_S = C_V/T_c(dT_c/dp)^2$$

(C_V — теплоемкость при постоянном объеме).

На кривой фазового перехода справедливо соотношение

$$(\partial p/\partial T)_V = dp_c/dT$$

(p_c — давление, индекс c здесь и далее показывает, что величины взяты на кривой перехода). Учитывая, что $T = T(p)$, и дифференцируя по p, запишем

$$-\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right) = \frac{C_V}{T_c^2}\frac{dT_c}{dp}\left(\frac{dT_c}{dp}\right)^2 + \frac{2C_V}{T_c}\frac{dT_c}{dp}\frac{d^2T_c}{dp^2} =$$

$$= \frac{C_V}{T_c}\frac{dT_c}{dp}\left(2\frac{d^2T_c}{dp^2} - \frac{1}{T_c}\left(\frac{dT_c}{dp}\right)\right)^2.$$

Из-за того что $T_c(p)$ — функция монотонная, знак ее производной dT_c/dp не меняется. Вблизи точки перегиба всегда можно потребовать, чтобы d^2T_c/dp^2 было меньше (больше), чем $\frac{1}{2T_c}\left(\frac{dT_c}{dp}\right)^2$, следовательно, условие существования ударной волны разрежения (1), связанной с переходом в некристаллическое метастабильное состояние, может быть выполнено.

Условия

$$\frac{d^2T_c}{dp^2} > \frac{1}{2T_c}\left(\frac{dT_c}{dp}\right)^2; \tag{4}$$

$$\frac{d^2T_c}{dp^2} < \frac{1}{2T_c}\left(\frac{dT_c}{dp}\right)^2 \tag{5}$$

определяют необходимую форму кривой фазового равновесия кристаллический металл — аморфный металл и накладывают ограничения на материал, в котором могут быть инициированы ударные волны разрежения. Выбор одного из неравенств (4), (5) зависит от знака производной dT_c/dp. Определение знака в точке перехода представляет собой особую задачу. Исходя из микроскопической теории металлов [9], можно записать

$$K = (0{,}0275 + 0{,}1102k_F r^2_c)k_F{}^5 \cdot 10^{12}, \tag{6}$$

где K — изотермический модуль всестороннего сжатия; k_F — волновой вектор Ферми; r_c — равновесное расстояние между атомами. В уравнении (6) $[k_F] = \text{Å}^{-1}$, $[r_c] = \text{Å}$, тогда K имеет размерность Дж/м³. С учетом выражения для вектора Ферми $k_F = (3\pi^2 z/\Omega_0)^{1/3}$ (6) перепишется в виде

$$K = \frac{C_1 z^{5/3}}{(\Omega_0(1+\alpha\delta T))^{5/3}} + \frac{C_2 z^2 r_0^2\left(1+\frac{2}{3}\delta T\right)^2}{\Omega_0^2(1+\alpha\delta T)^2}. \tag{7}$$

Здесь $C_1 = 0{,}0275 \cdot 10^{12}(3\cdot\pi)^{5/3}$, $C_2 = 0{,}1102 \cdot 10^{12}(3\cdot\pi)^2$ — числовые константы; Ω_0 — объем на один атом; z — число валентных электронов. В (7) учтено тепловое расширение металла $r_c = r\left(1+\frac{\alpha}{3}\delta T\right)$ и $\Omega = \Omega_0(1 + \alpha\delta T)$ (α — коэффициент теплового расширения, δT — изменение температуры в ударной волне). Дифференцируя K по T, имеем

$$\frac{dK}{dT} = \left(\left(\frac{C_1 z}{\Omega_0}\right)^{5/3}\frac{\delta T}{(1+\alpha\delta T)^{8/3}} + \frac{C_2 z^2 r_0^2}{\Omega_0}\left(-\frac{4}{3}\right)\frac{1}{(1+\alpha\delta T)^2}\right)\frac{d\alpha}{dT}. \tag{8}$$

Известно, что

$$\beta = \frac{1}{p_0}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - \frac{V_0}{p_0 V}\alpha K \tag{9}$$

(β — термический коэффициент давления, V_0, p_0 — начальные объем и давление). Тогда

$$\frac{\partial\beta}{\partial T}=\frac{1}{p_0}\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}=\frac{1}{p_0}\frac{d^2 p_c}{dT_c^2}=\frac{1}{p}\left(\frac{V_0\alpha^2}{p_0V^2}K+\frac{V_0}{p_0V}\alpha\frac{dK}{dT_c}+\frac{V_0}{p_0}K\frac{d\alpha}{dT_0}\right). \tag{10}$$

В (10) переход от частных производных к полным осуществлен на основании того, что производная берется на кривой фазового перехода. В (10) пренебречь $d\alpha/dT$ нельзя, так как на кривой фазового перехода ее величина существенна.

Для конкретности будем рассматривать условие (4). Перепишем его в виде

$$\frac{1}{d^2p/dT_c^2}>\frac{2T_c}{(dp/dT_c)^2}. \tag{11}$$

Из (11) с учетом (10), (8) получим

$$\left(\frac{\alpha^2K}{V}+\alpha\frac{dK}{dT_c}+K\frac{d\alpha}{dT_c}\right)^{-1}>\frac{2T_c}{p_0\alpha K^2}. \tag{12}$$

Подставляем (7) и (8) в (12):

$$\left(\frac{\alpha^2}{V}\left(\frac{C_1z^{5/3}}{\Omega_0(1+\alpha\delta T)^{5/3}}+\frac{C_2z^2r_0^2\left(1+\frac{\alpha}{3}\delta T\right)^2}{\Omega_0^2(1+\alpha\delta T)^2}\right)+\right.$$
$$+\left(C_1\left(\frac{z}{\Omega}\right)^{5/3}\frac{\delta T}{1+\alpha\delta T}+\frac{4C_2z^2r_0^2}{3\Omega_0^2}\frac{1}{(1+\alpha\delta T)^2}\right)\frac{d\alpha}{dT}+$$
$$\left.+\left(\frac{C_1z^{5/3}}{\Omega_0(1+\alpha\delta T)^{5/3}}+\frac{C_2z^2r_0^2\left(1+\frac{\alpha}{3}\delta T\right)^2}{\Omega_0^2(1+\alpha\delta T)^2}\right)\frac{d\alpha}{dT}\right)^{-1}>\frac{2T_c}{p_0\alpha K^2}. \tag{13}$$

Обозначая $C_1\left(\frac{z^{5/3}}{\Omega_0}\right)\frac{1}{(1+\alpha\delta T)^{8/3}}=\varphi_1$, $C_2\left(\frac{zr_0}{\Omega_0}\right)^2\frac{1}{(1+\alpha\delta T)^2}=\varphi_2$, перепишем (13) в более компактной форме

$$\left(\frac{\alpha^2}{V}\left(\varphi_1+\varphi_2\left(1+\frac{\alpha}{3}\delta T\right)^2\right)+\alpha\left(\varphi_1\delta T-\frac{4}{3}\varphi_2\right)\frac{d\alpha}{dT_c}+\right.$$
$$\left.+\left(\varphi_1+\varphi_2\left(1+\frac{\alpha}{3}\delta T\right)^2\right)\frac{d\alpha}{dT_c}\right)^{-1}>\frac{2T_c}{p_0\alpha\left(\varphi_1+\varphi_2\left(1+\frac{\alpha}{3}\delta T\right)^2\right)}. \tag{14}$$

Неравенство (14) в принципе позволяет предсказать возможность существования ударных волн разрежения в материале по известным значениям $d\alpha/dT$ вблизи точки фазового перехода и определить скорость изменения с температурой коэффициента теплового расширения.

Предположение о существовании ударных волн разрежения, связанных с фазовым переходом II рода в твердых телах, дает возможность с несколько других позиций рассмотреть вопрос об образовании так называемых белых фаз, возникающих в условиях высокоскоростного нагружения. Экспериментальная проверка полученных результатов представляет предмет дальнейшего исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зельдович Я. Б.** О возможности ударных волн разрежения // ЖЭТФ.— 1946.— Т. 16, вып. 4.
2. **Кутателадзе С. С., Борисов Ал. А., Борисов А. А., Накоряков В. Е.** Экспериментальное обнаружение ударной волны разрежения вблизи критической точки жидкость — пар // ДАН СССР.— 1980.— Т. 252, № 3.

3. **Борисов Ал. А., Борисов А. А., Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е.** Эволюция волн разрежения вблизи термодинамической критической точки // Письма в ЖЭТФ.— 1980.— Т. 31, № 11.
4. **Иванов А. Г., Новиков С. А.** Ударные волны разрежения в железе при взрывном нагружении // ФГВ.— 1986.— Т. 22, № 3.
5. **Уббелоде А. Р.** Расплавленное состояние вещества.— М.: Металлургия, 1982.
6. **Павлов В. А.** Аморфизация структуры металлов и сплавов с предельно высокой степенью пластической деформации // Физика металлов и металловедение.— 1985.— № 4.
7. **Павлов В. А.** Высокие пластические деформации и природа аморфных и ультрадисперсных металлических систем // IV Всесоюз. семинар «Структура дислокаций и механические свойства металлов и сплавов»: Тез. докл.— Свердловск, 1987.
8. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Статистическая физика.— М.: Наука, 1986.— Ч. 1.
9. **Харрисон У.** Электронная структура и свойства твердых тел.— М.: Мир, 1983.— Т. 2.

г. Минск *Поступила 14/VI 1988 г.*

УДК 533.95

А. А. Авдыева, Ю. П. Захаров, В. В. Максимов,
А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух,
В. Н. Снытников, А. С. Яценко

СОЗДАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ДВУХСТОРОННИМ ОБЛУЧЕНИЕМ

Широкое применение лазерной плазмы в научных исследованиях (лабораторное моделирование нестационарных астрофизических процессов [1], заполнение плазменных ловушек [2] и т. п.) стимулировало работы по созданию потоков плазмы различной конфигурации, в том числе и наиболее важных — сферических облаков.

Известно, что одним лучом создать симметрично расширяющийся поток не удается даже при облучении легко испаряющейся дейтериевой таблетки [3]. Применяемый в работах по ЛТС метод получения сферически-симметричной плазмы равномерным облучением круглой мишени является технически сложным. Он связан с использованием особой камеры и большого числа лучей ($\gtrsim 9$), что существенно затрудняет его применение в широкомасштабных плазменных установках специального назначения.

Цель данной работы — изучить возможности получения сферически расширяющихся облаков при простом двухстороннем облучении таблетки и влияния геометрии мишени — плоской, цилиндрической и сферической — на структуру плазменной короны.

Опыты проводились на стенде КИ-1, предназначенном для лабораторного моделирования нестационарных астрофизических явлений [4], в котором лазерная плазма применяется, например, в экспериментах по исследованию механизмов бесстолкновительного торможения оболочек сверхновых звезд окружающей средой [5]. Стенд включает вакуумную камеру диаметром 1,2 м, длиной 5 м с остаточным давлением 10^{-4} Па и источник лазерного излучения с регулируемой в диапазоне $\tau_r = 0{,}05 — 1{,}0$ мкс длительностью импульса, $\lambda = 10{,}6$ мкм, энергией $Q_r \simeq 1$ кДж.

В опытах использовались три типа мишени: сферическая $\varnothing = 1$—3 мм, цилиндрическая — нить $\varnothing \simeq 0{,}3$ мм и плоская — пластина толщиной 5 мм. Все мишени изготавливались из капролона $(C_6H_{11}ON)_n$ [6]. Излучение лазерного источника делилось на два одинаковых пучка, которые фокусировались с противоположных радиальных направлений на таблетку, расположенную в центре камеры. Оси пучков наклонены к плоскости, перпендикулярной оси камеры под углом 10°. Сферическая мишень подвешивалась на тонкой $\sim 0{,}1$ мм металлической нити, цилиндрическая — вдвигалась по оси камеры. Плоская мишень устанавливалась в этом же месте, но облучалась с одной стороны под углом $\alpha = 30°$ к нормали поверхности. Сечение пучка в области мишени $S = d^2 = 16$ мм². В данных опытах использовался импульс колоколообразной формы длительностью на полувысоте 0,5 мкс. Поток средней мощности на мишени $J_r \simeq 3 \cdot 10^9$ Вт/см².

Диагностический комплекс включал электрические зонды [7], коллекторы потока ионов j_r [8], интерферометр Маха — Цандера на $\lambda =$