

УДК 533.6.011.72:537.84

© 2002 г. А.А. БАРМИН, М.С. РУМНЕНКО

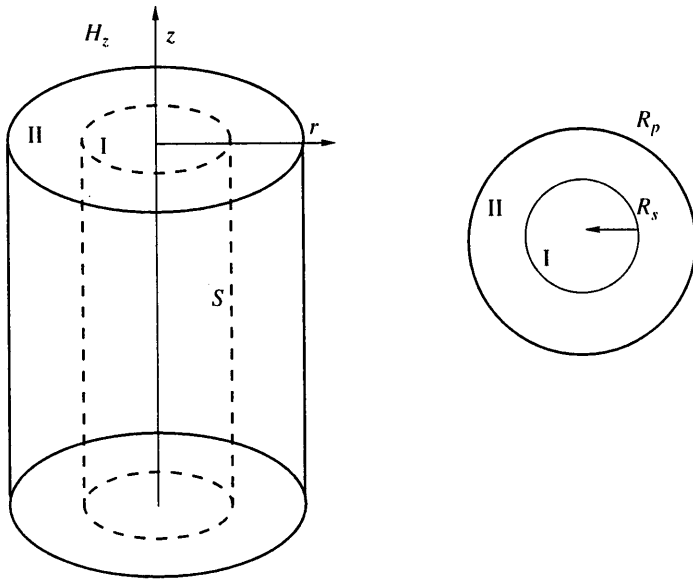
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СЖАТИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СИЛЬНОЙ ИОНИЗУЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В МОНОКРИСТАЛЛЕ CsI

Приведена математическая модель процесса сжатия магнитного поля сильной ионизирующей ударной волной в монокристалле, когда за волной образуется сжимаемая, электропроводящая среда [1–3]. На основе численного анализа получена детальная физическая картина процесса. Показано, что на заключительной стадии возможны различные режимы сжатия магнитного поля: кумуляция на оси, колебательный режим, в котором происходят резкие изменения магнитного поля и газодинамических величин, и квазистационарный режим с плавным, медленным изменением всех параметров. В работах [1–3] возможность такого режима не отмечалась. Для безразмерных параметров, характеризующих процесс сжатия магнитного поля в целом, получены области, соответствующие различным режимам сжатия.

В последнее время проводятся исследования по сжатию магнитного потока ионизирующими ударными волнами в твердом веществе. В экспериментальных исследованиях в цилиндрической геометрии в центральной области удавалось получать магнитные поля мегагауссового уровня [1, 4, 5]. В ряде теоретических исследований считалось, что, либо за волной среда является идеальным проводником, либо плотность ее постоянна в течение всего процесса сжатия, либо то и другое вместе [4–6]. Дело в том, что авторы интересовались исключительно созданием магнитнокумулятивных генераторов для получения больших магнитных полей, не уделяя должного внимания деталям происходящего процесса. В качестве рабочего вещества использовались алюминиевая пудра [7] или полупроводниковые материалы [4, 8], для которых указанные предположения оправдались. В работах [7, 9] отмечается возможность колебаний скорости ударной волны при ее распространении в алюминиевой пудре, но механизм явления не объясняется. В работе [9] дано сопоставление методов получения сильных магнитных полей различными ударными способами, в том числе ионизирующими волнами.

В данной работе, в отличие от работ других исследователей, рассматривается кумуляция магнитного поля в монокристалле CsI сходящейся ионизирующей ударной волной. Дано детальное исследование этого процесса на основе модели, предложенной в [1–3]. Эта модель использует уравнения состояния и зависимость электропроводности от температуры, полученные на основе теоретических и экспериментальных данных для таких кристаллов [10–12]. Благодаря этому в процессе сжатия учитываются как сжимаемость среды, так и переменность ее электропроводности. Это позволило изучить динамику процесса и влияние на него магнитного поля. Установлено, что учет указанных свойств вещества приводит к качественно новым эффектам при взаимодействии магнитного поля и среды.

1. Постановка задачи. Рассмотрим однородный кристалл в форме кругового цилиндра радиуса R_0 и плотностью ρ_0 . Приложенное магнитное поле имеет только одну компоненту H_0 вдоль оси цилиндра и однородно распределено внутри него. Цилиндр предполагаем бесконечным, то есть влиянием концевых эффектов пренебрегаем.



Фиг. 1. Схема процесса схождения ударной волны к центру монокристалла: I – твердое кристаллическое вещество с нулевой электропроводностью и постоянным по пространству магнитным полем, II – жидкая сжимаемая среда с электропроводностью, отличной от нуля, S – движущийся фронт ударной волны, R_p – идеально проводящий поршень

Весь процесс сжатия считается осесимметричным, так что в цилиндрической системе координат все величины зависят только от радиуса r , то есть процесс одномерный.

В начальный момент времени при $r = R_0$ находится ударная волна заданной интенсивности, характеризуемая отношением плотностей на ней (ρ/ρ_0). Процесс образования ударной волны и ее проникновения в кристалл не рассматриваем, так как при достаточно большом значении R_0 начальная стадия процесса на характер схлопывания влияет слабо. Будем считать, что движение ударной волны поддерживается жестким проводящим поршнем, движущимся с постоянной скоростью, равной скорости газа за ударной волной в начальный момент. Этот поршень моделирует движение металлического лайнера, генерирующего ударную волну.

Ударная волна предполагается сильной, так что в ней происходит разрушение монокристалла с образованием сжимаемой электропроводящей среды.

Схема процесса представлена на фиг. 1. В области I среда твердое кристаллическое вещество с нулевой электропроводностью и однородным магнитным полем H_{e_z} . В области II, ограниченной ударной волной S и поршнем P, – жидкая идеальная, сжимаемая среда с конечной, но большой электропроводностью. В области I параметры среды (кристалла) постоянны ($\rho, p, T = \text{const}$), электрические токи не текут ($j = 0$), однородно, изменение магнитного поля со временем описывается уравнением [1–3]:

$$\frac{1}{c} \frac{dH_1}{dt} = -\frac{2}{R_s} E'_\varphi(R_s) \quad (1.1)$$

где $E'_\varphi(R_s)$ – напряженность электрического поля на ударной волне в системе координат, относительно которой ударная волна покоится.

В области II движение среды описывается одномерной нестационарной системой уравнений магнитной гидродинамики:

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{r}{\rho} \frac{\partial \rho u_r}{\partial r} = 0 \quad (1.2)$$

$$\rho \frac{du_r}{dt} = -\nabla \left(p + \frac{H^2}{2} \right) \quad (1.3)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{p}{r} \frac{\partial \rho u_r}{\partial r} - \sigma E_\varphi^2 = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{c}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(E_\varphi + \frac{u_r}{c} H \right) = 0, \quad \frac{\partial H}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} \sigma E_\varphi \quad (1.5)$$

$$H_r = H_\varphi = 0, \quad E_r = E_z = 0$$

Здесь \mathbf{E} в системе координат, в которой вещество покоится.

Соотношения, определяющие свойства среды в области II: $p = p(\rho, T)$, $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$, $\sigma = \sigma(T)$ даны ниже.

Ударная волна моделируется поверхностью сильного разрыва S , на которой выполняются законы сохранения массы, импульса, энергии, а также непрерывны касательная к фронту составляющая электрического и нормальная составляющая магнитного полей [13].

$$\begin{aligned} \rho_2(u_2 - V_s) &= -\rho_1 V_s; \quad V_s = \dot{R}_s \\ p_2 + \rho_2(u_2 - V_s)^2 + \frac{H_2^2}{8\pi} &= \rho_1 V_s^2 + \frac{H_1^2}{8\pi} \\ \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}(u_2 - V_s)^2 + \frac{H_2^2}{4\pi\rho_2} &= \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}V_s^2 + \frac{H_1^2}{4\pi\rho_1} \\ (E'_\varphi)_2 &= (E'_\varphi)_1 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь индексы 1 и 2 соответствуют величинам перед и за ударной волной, V_s – скорость ударной волны. Так как ударная волна сильная, напряжением перед волной σ_{ij} пренебрегаем по сравнению с давлением за волной.

Рассматриваемая ударная волна является сверхзвуковой ионизирующей ударной волной [14], и для ее эволюционности необходимо кроме граничных условий (1.6) еще одно дополнительное граничное условие. Получить это условие из анализа структуры данного разрыва в настоящее время не представляется возможным, так как отсутствуют уравнения состояния, описывающие процесс разрушения кристалла и изменения при этом его электропроводности.

Соотношение между этими процессами определяет изменение касательной составляющей магнитного поля на разрыве, что является дополнительным соотношением. Следуя анализу структуры ионизирующих ударных в газе [15], запишем:

$$H_2 / H_1 - 1 = (1 - \varepsilon(\rho, T))(\rho_2 / \rho_1 - 1) \quad (1.7)$$

где $\varepsilon(\rho, T)$ определяется процессами внутри структуры (для газов $0 \leq \varepsilon \leq 1$).

Так $\varepsilon = 1$, если характерная длина, определяемая магнитной вязкостью (L_σ), много больше, чем длина, определяемая другими диссипативными процессами (L_ρ), формирующими эту волну, и $\varepsilon = 0$ в противном случае.

Рассмотрим частицу фиксированной массы m ("жидкая частица"). Тогда при $L_\sigma \ll L_p$ в структуре вначале происходит ионизация и в следствие этого вмораживание магнитного поля в среду, а затем сжатие частицы. В рассматриваемой геометрии магнитный поток Φ_1 , выносимый через ударную волну, в частице будет

$$\Phi_1 = H_1 S_1 = A H_1 m / \rho_1 = H_2 S_2 = A H_2 m / \rho_2,$$

где H_i – величина магнитного поля, S_i – площадь частицы, ρ_i – плотность частицы, причем $i = 1$ для частицы до прохождения ее ударной волной, а $i = 2$ после. При этом $H_1/\rho_1 = H_2/\rho_2$, как в МГД ударной волне (в (1.7) $\epsilon = 0$).

При $L_\sigma \gg L_p$, вначале происходит сжатие неэлектропроводящей среды, а лишь затем вмораживание магнитного поля. При этом

$$\Phi_2 = H_1 S_2 = A H_1 m / \rho_2 = H_2 m / \rho_2$$

Отсюда $H_1 = H_2$ и $\epsilon = 1$. Легко увидеть, что $\Phi_2 - \Phi_1 = A H_1 m / \rho_1 (1 - \rho_1 / \rho_2) > 0$. Поэтому примем в качестве дополнительного условия непрерывность магнитного поля: $H_2 = H_1$, что обеспечивает наименьший вынос поля средой из области I. При этом магнитное поле выпадает из соотношений (1.6) на ударной волне.

Граничное условие $(E'_\varphi)_2 = (E'_\varphi)_1$, с учетом соотношений (1.5), (1.1) и условием $H_2 = H_1$, а также воспользовавшись преобразованиями Лоренца для вектора напряженности электрического поля с обеих сторон от фронта ударной волны приведем к виду:

$$\frac{R_y}{2} \frac{dH_1}{dt} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial H_2}{\partial r} - u_2 H_2 \quad (1.8)$$

Изменение магнитного поля в области I определяется его диффузией за волной (первое слагаемое) и генерацией за счет индуцированного электрического поля в результате движения жидкости (второе слагаемое).

На жестком идеально проводящем поршне имеем $E_\varphi = E_\varphi(r_p) = 0$. Тогда с учетом условия непротекания, а также (1.5) имеем:

$$r = r_p; \quad u = u_p; \quad \left(\frac{\partial H}{\partial r} \right)_{r=r_p} = 0 \quad (1.9)$$

Возможны и другие граничные условия для магнитного поля, например, считать его на поршне заданным. Как показали расчеты для характера процесса на последней стадии, когда ударная волна близка к центру, а поршень находится на большом расстоянии, вид граничного условия несущественен [2].

Начальные данные в соответствии с экспериментами [3] берутся следующими: $T = 290^\circ\text{K}$: $\rho_0 = 4.5 \text{ г/см}^3$; $R_0 = 1.5 \text{ см}$; $0.1 \leq H_0 \leq 13 \text{ Тл}$; $1.67 \leq \rho/\rho_0 \leq 3$. При этом давление за скачком $1 \leq p \leq 10 \text{ Мбар}$. При $\rho/\rho_0 = 1.67$ прекращается плавление кристалла в скачке.

Для электропроводности использовались следующие зависимости:

$$\lg \frac{\sigma}{\sigma_0} = 4.7 \sqrt{\frac{T}{T_0}} - 6.64, \text{ если } \frac{T}{T_0} < \left(\frac{6.64}{4.7} \right)^2 \quad (1.10)$$

$$\sigma = \sigma_0, \quad \frac{T}{T_0} > \left(\frac{6.64}{4.7} \right)^2; \quad \sigma_0 = 8 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$$

Рассчитанные по (1.10) значения σ совпадают с известными экспериментальными данными [10–11] с точностью до 15%.

Выражения для внутренней энергии и уравнения состояния получены на основе теории свободного объема в интерпретации Ленарда–Джонса. С целью экономии расчетного времени использовалась аппроксимация табличных данных для $\epsilon = \epsilon(\rho, T)$ и $p = p(\rho, T)$, полученных в [10] для йодистого цезия:

$$\begin{aligned} \epsilon(\rho, T) &= \frac{u_0^2}{10} \left(1.8 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{0.53} \left(\frac{T}{T_0} - 0.647 \right) + 1.35 \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 2 \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} + 0.185 \right) \right) \\ p(\rho, T) &= \rho_0 u_0^2 \left(0.33 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2.63} + \left(2.1 \frac{\rho}{\rho_0} - 0.68 \right) \left(\frac{T}{T_0} - 0.647 \right) \right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$T_0 = 10^4 \text{ К}, \quad u_0^2 = 7.6 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2$$

Значения p и ϵ , вычисленные по (1.11) с точностью до 10% совпадают с табличными данными.

Таким образом, имеем систему одномерных нестационарных уравнений магнитной гидродинамики (1.1)–(1.5) с уравнениями состояния для среды за ударной волной, полученными при высоких давлениях и температуре (1.10)–(1.11), а также граничные условия (1.6) и (1.8)–(1.9).

Сформулированная задача определяется семью независимыми размерными параметрами: c – скорость света; R_0 – начальный радиус монокристалла; H_0 – начальное магнитное поле; ρ_0 – плотность кристалла; σ_0 – максимальная электропроводность; u_0^2 – константа, характеризующая внутреннюю энергию кристалла; u_p – скорость среды за ударной волной, которая определяется по ρ/ρ_0 из соотношений на ударной волне (1.6) с учетом уравнений состояний (1.10) и (1.11) [2].

Процесс в целом [16] зависит от четырех безразмерных параметров:

$$D_0 = \frac{u_p}{u_0}, \quad \text{Re}_{m0} = \frac{4\pi\sigma_0 R_0 u_p}{c^2}, \quad N_0 = \frac{\sigma_0 H^2 R_0}{\rho_0 u_p c^2}, \quad \frac{u_0}{c} \ll 1$$

Здесь D_0 характеризует отношение приложенной кинетической энергии к внутренней энергии кристалла. Магнитное число Рейнольдса Re_{m0} определяет соотношение между процессами диффузии магнитного поля по частицам и его конвективным переносом за счет движения ($\text{Re}_{m0} \gg 1$ соответствует состоянию вмороженности магнитного поля в среду). Параметр взаимодействия N_0 , характеризующий влияние магнитного поля на движение среды, и представляет отношение членов, связанных с действием магнитной силы Лоренца, к инерционным (конвективным) членам. Так как $u_0/c \ll 1$, то он несущественен. Вместо параметра взаимодействия N_0 можно рассмотреть квадрат числа Альфвена $A_0^2 = N_0/\text{Re}_{m0} = H_0^2/4\pi\rho_0 u_p^2$, которое представляет отношение энергии магнитного поля к кинетической энергии среды.

Указанные параметры, поскольку составлены по начальным значениям входящих в них величин, характеризуют процесс в целом, а не отдельные его стадии. Так, например, малость параметра N_0 не означает, что магнитные силы несущественны во время всего процесса. Как показано ниже, действие магнитного поля становится существенным на заключительных стадиях процесса, когда его величина, в силу сжатия, возрастает в десятки и сотни раз.

2. Результаты расчетов. Рассматриваемое явление определяется следующими процессами. Во-первых, вследствие схождения ударной волны и вещества за ней к центру происходит кумуляция газодинамической энергии. Интенсивность волны, давление и температура за ней растут.

Во-вторых, ударная волна и проводящая среда за ней "сжимают" магнитное поле в неразрушенной центральной части монокристалла. Если магнитное поле сжимает идеально проводящий поршень (лайнер), то магнитный поток внутри него сохраняется, и при движении поршня к центру напряженность магнитного поля неограниченно растет. В случае сжатия поля ионизирующей ударной волной даже для бесконечной проводимости среды за фронтом часть магнитного поля выносится, "вмораживаясь" в среду. В настоящей модели ($H_1 = H_2$) выносимая часть магнитного поля минимальна. Учет конечности электропроводности приводит к диффузии магнитного поля, что также уменьшает степень его сжатия в центре.

В-третьих, изменение магнитного потока в центре монокристалла и движение проводящей среды в магнитном поле за фронтом генерирует азимутальное электрическое поле одного и того же знака. Возникающий при этом азимутальный ток, взаимодействуя с основным магнитным полем, создает тормозящую силу Лоренца, в данной геометрии $\sim \nabla H^2$. Эта сила замедляет движение среды к центру и тем самым ослабляет интенсивность ударной волны, при этом температура и плотность среды падают, что приводит к падению электропроводности и как следствие ослаблению процесса кумуляции магнитного поля.

Численные эксперименты проводились при $0.7 \leq D_0 \leq 2.5$, $1 \cdot 10^{-7} \leq N_0 \leq 1$, $50 \leq Re_{m0} \leq 2000$. Расчеты велись до значения $R_s/R_0 = 0.0002$, где R_s – радиус ударной волны. Для меньших радиусов рассматриваемая модель неприменима из-за необходимости учитывать диссипативные процессы и возможного развития неустойчивостей.

Установлено, что возможны три режима сжатия магнитного поля, существенно различающиеся на последней стадии процесса: кумуляция ударной волны на оси (режим 1), колебательный режим, в котором происходят резкие изменения магнитного поля (режим 2), а также квазистационарный режим (режим 3). Например, при: $R_0 = 1.5$ см, $\rho/\rho_0 = 2.15$, значения магнитного поля $H_0 = 0.115; 1.16; 9.5$ Тл соответствуют указанным режимам. Подсчитанные для таких начальных данных безразмерные параметры равны: $D_0 = 1.27$, $Re_{m0} = 426$, $N_0 = 8.1 \cdot 10^{-5}; 8.25 \cdot 10^{-3}; 5.5 \cdot 10^{-1}$, а $A_0^2 = 1.9 \cdot 10^{-7}; 1.9 \cdot 10^{-5}; 1.3 \cdot 10^{-3}$.

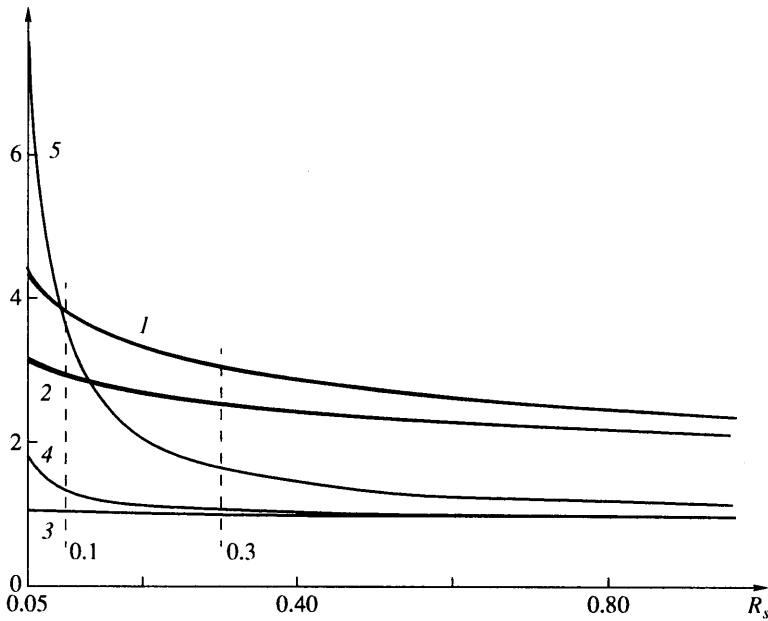
В качестве временной характеристики используем положение ударной волны:

$$R'_s(t_s) = \frac{R_s(t_s)}{R_0} = 1 - \int_0^{t_s} v'_s(t) dt, \quad v'_s = \frac{V_s}{u_0}$$

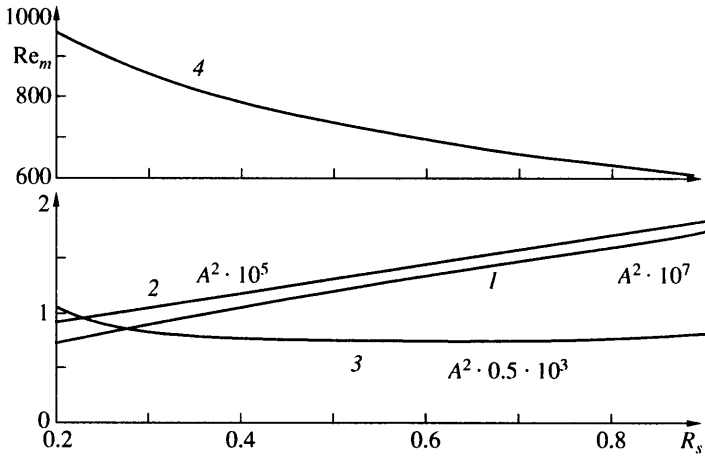
Будем пользоваться безразмерными переменными $\rho' = \rho/\rho_0$, $u' = u/u_0$, $H' = H/H_0$. Далее для удобства штрихи опустим.

На начальной стадии ($R_s > 0.3$) влияние магнитного поля незначительно и развитие процесса происходит газодинамически. Ударная волна и среда за фронтом ускоряются, плотность, давление и температура растут, причем для всех режимов одинаково (фиг. 2, кривые 1 и 2). Параметр Re_m монотонно растет, т.е. остается $\gg 1$ (фиг. 3, кривая 1), магнитное поле, вмораживаясь в среду частично уносится из неразрушенной части монокристалла так, что магнитный поток Φ в ней падает, хотя напряженность магнитного поля растет (фиг. 2, кривые 3–5). Динамический параметр A^2 мал, то есть величина кинетической энергии ударной волны и среды за ней гораздо больше, чем энергия магнитного поля в неразрушенной части кристалла. При этом для различных режимов его величина различается ~ 2 порядка. Для режимов 1 и 2 параметр A^2 монотонно убывает, а для режима 3 достигает минимума на $R_s^* \approx 0.5$ (фиг. 3, кривые 1–3).

По мере приближения волны к центру ($R_s < 0.1$) профиль H становится более крутым в окрестности волны, что свидетельствует о протекании основной части тока в окрестности фронта, т.е. образовании токового слоя. При этом укрупнение профиля происходит тем раньше, чем больше начальное магнитное поле (фиг. 4, кривые 1–3).

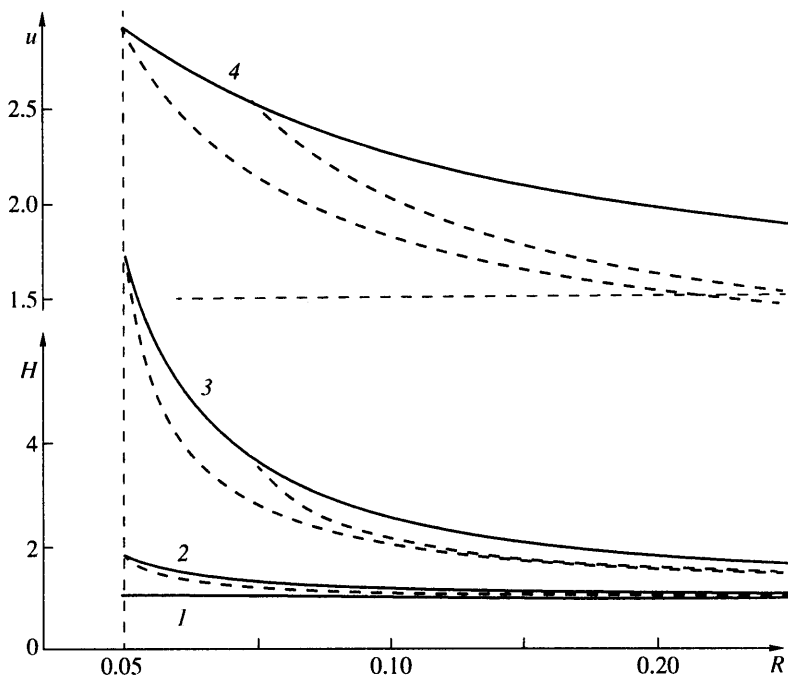


Фиг. 2. Начальная ($R_s > 0.3$) и средняя ($R_s \sim 0.1$) стадии процесса сжатия магнитного поля для $H_0 = 0.115$, $H_0 = 1.16$, $H_0 = 9.5$. Зависимость $v_s(R_s) - (1)$, $\rho(R_s)/\rho_0 - (2)$ (для всех режимов кривые совпадают). Зависимость $H(R_s)$ для режимов: кумуляции (3), колебательного (4), квазистационарного (5)



Фиг. 3. Безразмерные параметры на начальной стадии ($R_s > 0.3$): кривая 1 – $A^2 \cdot 10^7$ режим кумуляции, 2 – $A^2 \cdot 10^5$ колебательный режим, 3 – $A^2 \cdot 0.5 \cdot 10^3$ квазистационарный режим. Кривая 4 – Re_m (для всех режимов кривые совпадают)

Тормозящая сила возрастет, но кинетической энергии вещества достаточно для ускорения ударной волны (фиг. 2, кривая 1) и среды за ней, при этом ускоряется все более узкий слой вещества вблизи фронта (фиг. 4, кривая 4). В режиме 2 A^2 достигает минимума на $R_s^* \approx 0.09$ (фиг. 5, кривая 2). То, на каком радиусе R_s^* параметр A^2 достигает минимума и начинает расти, характеризует динамику процесса на заключительной стадии.

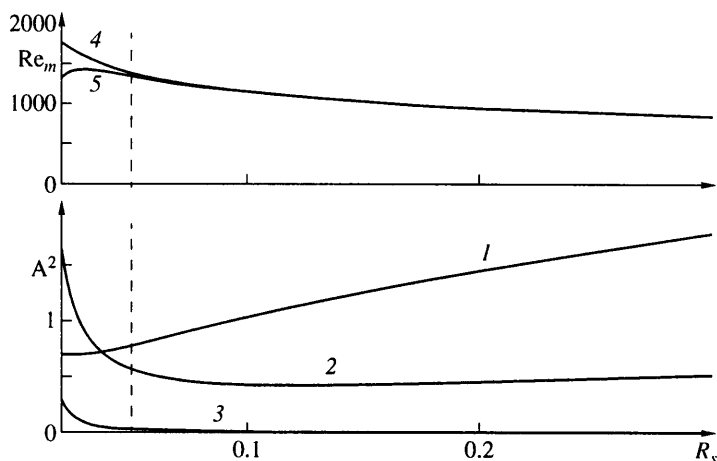


Фиг. 4. Зависимость $H(R_s)$ (сплошные кривые) и профили $H(R)$ за ударной волной (штриховые) на средней стадии процесса при $(0.05 < R_s < 0.3)$ для режимов: кумуляции (1), колебательного (2), квазистационарного (3). Кривая 4 – скорость u для частиц за фронтом ударной волны (для всех режимов кривые совпадают)

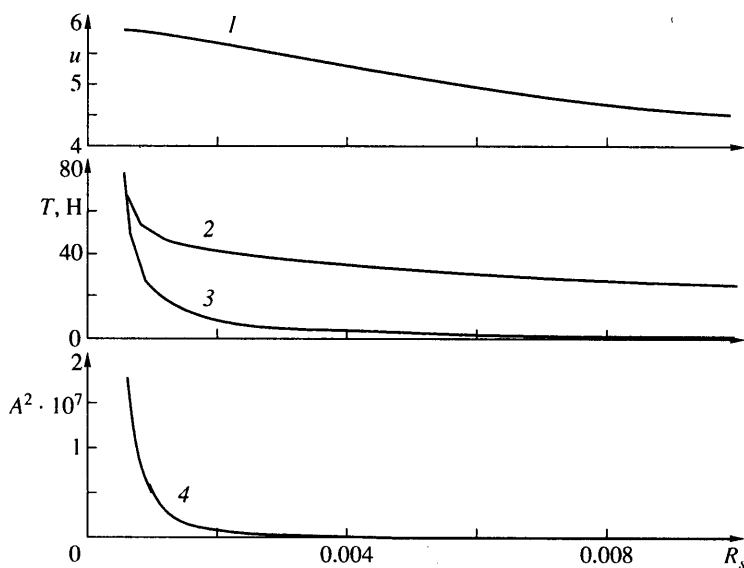
Рассмотрим последнюю стадию процесса ($R_s < 0.01$) для трех режимов отдельно. В случае режима кумуляции, давление и температура за ударной волной быстро и монотонно растут, рост v_s и u замедляется, и при этом происходит резкий монотонный рост магнитного поля (в десятки раз) (фиг. 6), хотя магнитный поток в центре кристалла продолжает падать. Причем, чем меньше R_s , на котором рост величин становится резким, тем он сильнее. Параметр A^2 достигает минимума и начинает расти на $R_s^* \approx 0.005$, при этом он не успевает достичь значений, при которых становится существенным воздействие магнитного поля на движение ударной волны и среды за ней (фиг. 6, кривые 1 и 4).

В случае колебательного режима усиление магнитного поля и токов за волной приводит к возрастанию тормозящей силы. Параметр A^2 за ударной волной резко растет, достигая значений $\sim A_0^2 \cdot 10^3$ (сравнить кривую 4 на фиг. 7 и кривую 3 на фиг. 3). Это приводит к уравниванию процессов ускорения (усиления) волны за счет ее схождения к центру и торможения за счет сил Лоренца. Как следствие скорость и другие термодинамические параметры непосредственно за фронтом начинают расти медленнее и при некотором значении $R_s^{**} \approx 0.004$ достигают максимума и начинают убывать. В результате действия сил Лоренца образуется заторможенный слой за ударной волной, что приводит к уменьшению ее интенсивности (фиг. 7, кривые 1 и 2).

Падение скорости и температуры увеличивает роль первого слагаемого в соотношении (1.8), то есть диффузии магнитного поля. Когда температура упадет настолько, что проводимость станет малой, рост магнитного поля в неразрушенной части кристалла прекратится (максимум поля при $R_s \approx 0.0017$) и начнется его падение

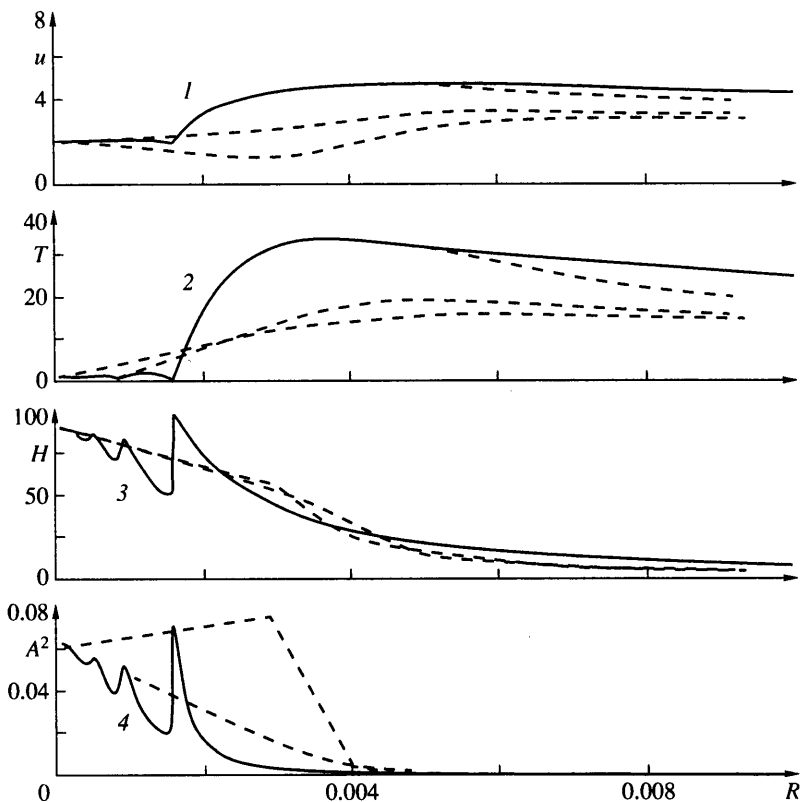


Фиг. 5. Безразмерные параметры на средней стадии ($0.05 < R_s < 0.3$) для режимов: кумуляции (кривая 1, $A^2 \cdot 10^7$), колебательного (кривая 2, $A^2 \cdot 10^5$), квазистационарного (кривая 3, $A^2 \cdot 0.5 \cdot 10^3$), кривая 4 – изменение магнитного числа Рейнольдса Re_m для 1-го и 2-го режимов (кривые совпадают), кривая 5 – для 3-го режима



Фиг. 6. Зависимости значений на ударной волне $u(R_s)$ (1); $T(R_s)$ (2); $H(R_s)$ (3); параметра $A^2 \cdot 10^5$ (4) от положения ударной волны R_s (сплошные кривые) и профили этих же величин за ударной волной (штриховые линии) на заключительной стадии процесса в режиме кумуляции

(правая часть (1.8) станет отрицательной). Таким образом произойдет вынос магнитного поля из неразрушенной части монокристалла за счет диффузии (фиг. 7, кривые 3 и 4). Этот процесс будет тем резче, чем ближе фронт ударной волны к центру монокристалла. Согласно (1.8) скорость изменения магнитного поля в области I пропорциональна $1/R_s$. Уменьшение магнитного поля и тока приводит к уменьшению силы Лоренца и, вследствие этого, ускорению волны за счет кинетической энергии среды. Это вызывает рост скорости и температуры (проводимости) в окрестности



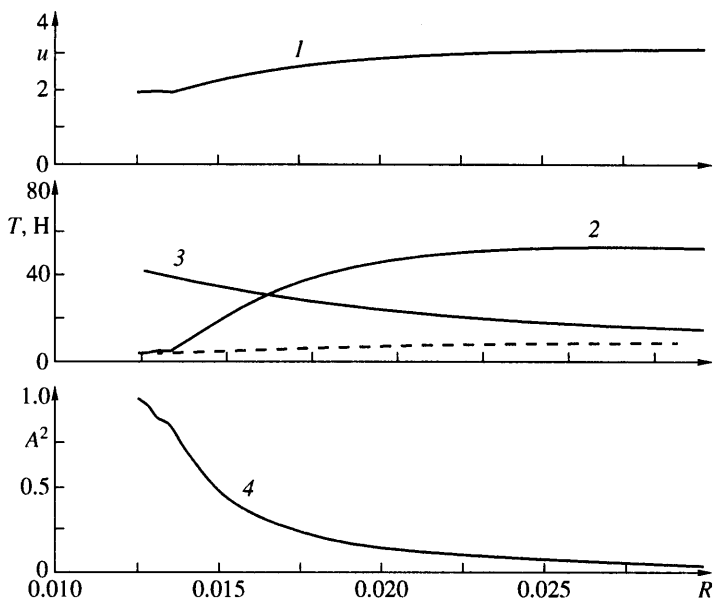
Фиг. 7. То же, что и на фиг. 6 для колебательного режима

волны и приводит к повторному росту магнитного поля, торможения и повторению описываемого процесса (фиг. 7, кривые 1–3). При этом амплитуда повторных колебаний меньше первого максимума, а их число зависит от диссипативных характеристик среды, кинетической энергии системы и радиуса, на котором этот процесс начался. Так, чем больше начальная интенсивность ударной волны или начальное магнитное поле, тем больше число колебаний.

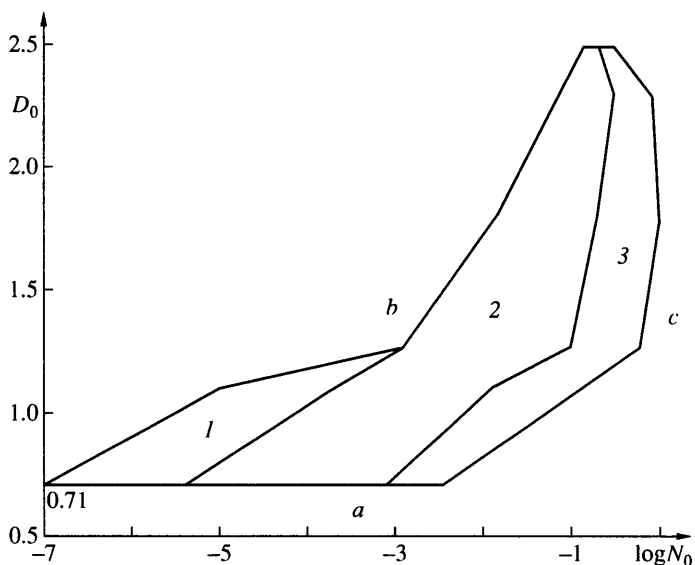
После нескольких колебаний процесс выходит на квазистационарный режим, при котором происходит ограниченное монотонное плавное изменение параметров. Это обусловлено тем, что тормозящая сила Лоренца действует на среду за ударной волной. Термодинамические величины практически постоянны. Магнитное поле продолжает расти, оставаясь ограниченным, что вызвано его сжатием электропроводной средой (фиг. 7, кривые 1–3). На заключительной стадии процесса H достигает больших значений при меньших значениях параметра взаимодействия N_0 .

В квазистационарном режиме параметр A^2 монотонно возрастает, достигая значений $\sim A_0^2 \cdot 10^2$ (сравнить кривую 4 на фиг. 8 и кривую 4 на фиг. 3), что приводит к уравновешиванию процессов ускорения (усиления) волны за счет ее схождения к центру и торможения за счет возрастающих сил Лоренца. Как следствие скорость и другие термодинамические параметры достигают максимума при $R_s^{**} \approx 0.004$. В результате действия сил Лоренца образуется заторможенный слой за ударной волной, что приводит к уменьшению ее интенсивности (фиг. 8, кривые 1–2).

Существенным отличием данного случая от режима 2 является большее абсолютное значение параметра A^2 (в ~ 10 раз) и то, что тормозящий эффект сил Лоренца



Фиг. 8. То же, что и на фиг. 6 для квазистационарного режима



Фиг. 9. Области в плоскости параметров D_0 и N_0 , соответствующие режимам: кумуляции (1), колебательному (2), квазистационарному (3). Линии a, b, c – границы физической допустимости использования модели

сказывается на порядок больших радиусах. При этом область заторможенной среды более широкая, чем в режиме 2 (сравнить кривую 2 на фиг. 8 и на фиг. 7), поэтому кинетической энергии среды недостаточно, чтобы начать ускорение ударной волны. Кроме того, из-за больших, чем в режиме 2, радиусов, диффузия магнитного поля из неразрушенной части кристалла меньше (см. (1.8)). Как следствие, не происходит резкого выноса потока. Поэтому колебаний не возникает, а происходит плавное изменение всех параметров (фиг. 8, кривые 1–3).

На основе численного анализа построена область на плоскости $D_0 - N_0$ для различных режимов сжатия поля (фиг. 9). Она соответствует проекции гиперповерхности в пространстве $D_0, Re_{m(0)}, N_0$ физически допустимых параметров на плоскость $Re_{m(0)} = Re_m$. При этом рассматриваем $0.71 \leq D_0 \leq 2.49$, так $D_0 = 0.71$, минимальное значение при котором возможно разрушение кристалла, а $D_0 > 2.49$ не соответствует физическим условиям.

При фиксированном значении D_0 , то есть величине приложенной кинетической энергии, переход от режима 1 к режиму 3 происходит с ростом параметра N_0 . Это значит, что режим кумуляции имеет место при меньшем значении поля для фиксированных остальных параметров.

Заключение. В цилиндрической геометрии рассмотрено сжатие магнитного поля в монокристалле CsI сильной сходящейся ударной волной, переводящей вещество в жидкое электропроводящее состояние.

В результате численного эксперимента установлено, что на заключительной стадии возможны три качественно различных режима: монотонная кумуляция с неограниченным ростом магнитного поля; колебания напряженности магнитного поля и термодинамических параметров; либо выход процесса на квазистационарный режим, в котором все параметры слабо меняются, оставаясь ограниченными. Объяснены механизмы, обуславливающие различный характер процесса.

Для физически допустимых значений параметров на плоскости безразмерных параметров выделены области существования указанных выше режимов. При заданной начальной интенсивности ударной волны, переход от одного режима к другому происходит с ростом параметра взаимодействия, т.е. магнитного поля.

Авторы благодарят А.Б. Прищепенко за привлечение их внимания к изучаемому явлению и О.Э. Мельника за помощь в проведении численных расчетов.

Работа выполнена в рамках Государственной программы поддержки ведущих научных школ (№ 00-15-96035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бармин А.А., Мельник О.Э., Прищепенко А.Б., Филиппова О.Л., Шахбазов А.Ш., Щелкачев М.В. Потери электромагнитной энергии при сжатии магнитного поля скачком второго рода // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 166–170.
2. Бармин А.А., Филиппова О.Л., Мельник О.Э. Разрушение монокристалла сильной сходящейся ударной волной при наличии магнитного поля // Отчет № 4032. М.: Ин-т механики, 1991. 40 с.
3. Barmin A.A., Prishpenko A.B. Compression of magnetic field in a single crystal by a strong converging ionizing shock wave // Megagauss magnetic field generation and pulsed power application. Ed. M. Cowan and R.B. Spielman. N.Y.: Nova Sci. Publ, 1994. P. 35–40.
4. Биченков Е.И., Гилев С.Д. МК-генераторы с использованием перехода полупроводникового материала в проводящее состояние // ПМТФ. 1980. № 5. С. 125–129.
5. Nagayama K., Oka T., Mashimoto T. Experimental study of new mechanism of magnetic flux comulation by the propagation of shock compressed conductive region in silicon // J. Appl. Phys. Lett. 1982. V. 53. № 4. P. 3029–3033.
6. Nagayama K. New method of magnetic flux compression by nuans of the propagation of shock induced metallic transition in semiconductors // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. № 2. P. 109–110.
7. Биченков Е.И., Гилев С.Д., Рябчун А.М., Трубочёв А.М. Сжатие магнитного поля ударно-индуцированными волнами проводимости в высокопористый материал // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 6. С. 15–25.
8. Nagayama K., Murakami T. Magnetohydrodynamic study of the interaction of magnetic flux with high-pressure shock waves in metal powder // Proc. of the 16th Intern. symp. on shock tubes and shock waves. Aachen. West Germany. 26–31 July 1987. Aachen: VCH, 1987. P. 881–887.
9. Биченков Е.И. Две альтернативы магнитной кумуляции // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 5. С. 32–47.

10. *Гатилов Л.А., Кулешов Л.В.* Электропроводность йодистого цезия за фронтом ударной волны при давлениях до 100 ГПа // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 9. С. 2848–2851.
11. *Павловский М.Н., Ващенко В.Я., Симаков Г.В.* Уравнения состояния йодистого цезия // ФТТ. 1965. Т. 7. С. 1212–1215.
12. *Radousky H.B., Ross M., Mitchell A.C., Nellis W.J.* Shock temperature and nutting in CsI // Physical Review B. 1985. V. 31. № 3. P. 1457–1462.
13. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962. 260 с.
14. *Куликовский А.Г., Свешникова Е.И.* Нелинейные волны в упругих средах // М.: Московский лицей, 1998. 412 с.
15. *Бармин А.А., Куликовский А.Г.* Фронты ионизации и рекомбинации в электромагнитном поле // Итоги науки. Гидромеханика, Т. 5. М.: ВИНТИ. 1971. С. 5–31.
16. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1987. 430 с.

Москва

Поступила в редакцию
18.IX.2001