

2. Романовский Е. А. и др.//Прикладная физика. 2006. № 4. С. 85.
3. Борисов А. М. и др.//Физика и химия обработки материалов. 2007. № 1. С. 73.

4. Романовский Е. А. и др.//Наука в России. 1997. №.1. С. 4.
5. Пасечник М. В. Вопросы нейтронной физики средних энергий. — Киев.: Изд-во Академии наук Украинской ССР, 1962. — 335 с.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

Application of nuclear backscattering spectrometry for revision control of material composition

*O. V. Beshalova, A. M. Borisov, V. G. Vostrikov,
V. S. Kulikauskas, E. A. Romanovsky, M. V. Serkov*
Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics,
Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The possibilities of backscattering spectrometry of 5—8 MeV protons for expert examination and revision control of material composition are demonstrated by the example of spectra of medicinal agents, cement, a number of domestic chemicals, and materials made of isotopes. Obtained results show that backscattering spectrometry allow to draw express expert conclusion concerning the conformity (or discrepancy) of specimen under investigation with the standard.

УДК 538.639

Моделирование нелинейной диффузии сильного магнитного поля

В. В. Прут
Российский научный центр "Курчатовский институт",
Институт ядерного синтеза, Москва, Россия

Представлена физическая модель нелинейной диффузии мегагауссного магнитного поля в металлический проводник. Приведены результаты численного решения этой задачи при токах до 1 ГА. Показано, что токи, превышающие несколько десятков мегаампер, могут приводить к значительному увеличению максимально достижимых магнитных полей и к трансформации удержания вещества в магнитном поле. Обсуждается механизм этого явления. Построена вычисленная зависимость максимального давления гигабарного диапазона от тока.

Введение

Физические процессы, происходящие при электрическом взрыве проводников, активно рассматриваются при создании мегагауссных магнитных полей ([1], а также аналогичные конференции MEGAGAUSS), в термоядерных исследованиях [2], в технологических применениях, в частности, при создании искусственных алмазов [3], при исследовании физических свойств металлов [1, 4]. Одним из наиболее интересных применений этих процессов могут быть создание мегабарных давлений и исследование физических свойств ве-

ществ (уравнения состояния, электропроводности, фазовых переходов). Такие работы уже проводились [1, 5]. Внимание к этим исследованиям обусловлено тем, что максимальные давления, которые могут быть получены при изотермическом сжатии в алмазных наковальнях, ограничены прочностью материалов $P \sim 5$ Мбар [6], а максимальные температуры — графитизацией алмаза. Современные ударно-волновые методы позволяют при использовании ядерных взрывов достичь давлений $P \sim 4$ Гбар [7, 8], но при этом давление в основном тепловое из-за высоких температур, относительная плотность всего лишь $\rho/\rho_0 < \sim 10$.

Поэтому единственная возможность получения очень высоких плотностей — изэнтропическое сжатие вещества, которое может быть реализовано с произвольным уравнением состояния при сжатии магнитным полем [1, 9]. Для получения гигабарных давлений необходимы магнитные поля в сотни мегагаусс и токи в сотни мегаампер (при характерных размерах в сантиметры). Однако магнитное поле в металлическом проводнике ограничено электрическим взрывом проводника. Характерная величина магнитного поля следует из соотношения $H^2/8\pi \approx E_{bond}$, где E_{bond} — энергия связи. Для металлов (Ag, Al, Cu, Fe, Ta, W) 2,6—4,7 МГс [10, 11]. Это поле может быть превышено по нескольким причинам: из-за инерции разлета проводника; если магнитное давление $p_H = H^2/8\pi$ превысит термодинамическое давление вещества; при учете более высоких степеней ионизации. При этом оно модифицируется на отношение $H^2/8\pi \approx E_{bond} + E_{ion}$, где E_{ion} — энергия ионизации, причем $E_{ion} \gg E_{bond}$. Например, для меди $E_{bond} = 3,5$ эВ/атом, а полная энергия ионизации 45 кэВ/атом.

Цель настоящей работы — численное моделирование диффузии мегаамперных токов в металлический проводник для демонстрации возможности достижения больших импульсных магнитных полей и давлений в макроскопических объемах. Характерная для металла максимальная плотность тока $j = n_e e u_j$ в нормальных условиях: при $n_e \sim 10^{23}$ см³ и токовой скорости $u_j \sim u_F$, где скорость Ферми $u_F \sim \sqrt{e_F/m_e} \sim 10^8$ см/с, $j_F \sim 10^{12}$ А/см². Поэтому в качестве верхнего предела выбрана величина рассчитываемого тока $J = 1$ ГА при сечении ~ 1 — 10 см², когда выполняется условие $j \ll j_F$ и, соответственно, $u_j \ll u_F$. Кроме того, эта величина тока максимальна для современных методов генерирования тока.

В плазменном z -пинче возможность получения магнитных полей $> 10^8$ Гс рассматривалась ранее в работе [12]. Между плазменным и металлическим z -пинчами существуют значительные различия. Температурные зависимости проводимости и теплопроводности и их влияние на процессы противоположны. Начальные плотности в металлическом и плазменном z -пинче различаются на ~ 7 порядков. Это приводит к такому же различию в предельной плотности тока, а также невозможности достижения магнитных полей в макроскопических объемах. Магнитные поля мегагауссного диапазона можно получить в плазменном пинче

только на конечной стадии сжатия в микроскопических объемах, при наносекундных временах и при киловольтных температурах [13].

Приводимые предельные значения тока, по видимому, могут быть получены на магнитокумулятивных генераторах с использованием мощных источников выделения энергии [1, 14]. Величины тока $\leq \sim 100$ МА могут быть получены на мощных конденсаторных батареях [1, 14, 15]. Времена микросекундного диапазона характерны для мощных конденсаторных батарей, меньшие — для водяных накопителей. Разработка методов использования больших импульсных токов в опытах по динамическому сжатию твердых тел в геометрии z - и Θ -пинча рассматривалась в работах [1, 16]. Экспериментальные исследования показывают, что наиболее предпочтительной является геометрия z -пинча, поскольку в геометрии Θ -пинча сжимаемое вещество может быть весьма неоднородно.

Постановка задачи

Система одномерных уравнений магнитной гидродинамики в лагранжевом представлении в цилиндрической симметрии принята в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial t} &= u, \quad \rho \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial ru}{\partial x}, \quad \rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial r \Sigma_r}{r \partial r} - \frac{\Sigma_\phi}{r}, \\ \rho T \frac{\partial e}{\partial t} &= \sigma_r \frac{\partial u}{\partial r} + \sigma_\phi \frac{u}{r} + 10^7 j E + \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r}, \\ \frac{\partial H}{\partial t} \rho &= 10^8 \frac{\partial E}{\partial x}, \quad j = \frac{1}{0,4\pi} \frac{\partial r H}{r \partial r}, \quad E = gj, \\ \Sigma_r &= \sigma_r - \frac{H^2}{8\pi}, \quad \sigma_r = -p + \bar{\sigma}_r, \quad \bar{\sigma}_r = \tilde{\sigma}_r + \hat{\sigma}_r, \\ \tilde{\sigma}_r &= \mu \frac{\partial ru}{r \partial r} - 2\eta \frac{u}{r}, \quad \hat{\sigma}_r = \text{const} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2, \end{aligned}$$

где t — время;

r — радиус;

ρ — плотность;

$\partial x = \rho r \partial r$;

u — скорость;

V — удельный объем;

p — давление;

s — энтропия;

e — энергия (на единицу массы);

T — температура;

H, E — напряженности магнитного и электрического полей, соответственно;

j — плотность тока;

Σ_r, σ — полное и гидродинамическое напряжения, соответственно;

- $\bar{\sigma}_r$ — девиатор напряжения;
- $\hat{\sigma}_r$ — напряжение искусственной вязкости;
- g — удельное электрическое сопротивление;
- λ — теплопроводность.

В уравнениях принята практическая система электрических единиц СГС. При переходе к безразмерным переменным за основные единицы измерения выбраны: начальные величины радиуса R_0 и плотности ρ_0 и максимальный ток J_0 . Тогда остальные единицы измерения: $H_0 = 0,2J_0/R_0$, $u_0 = H_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$, $t_0 = R_0/u_0$, $p_0 = \rho_0 u_0^2 = H_0^2/4\pi$, $e_0 = p_0/\rho_0 = u_0^2$, $E_0 = 10^{-8}u_0 H_0$, $j_0 = J_0/2\pi R_0^2$, $\eta_0 = 4\pi \cdot 10^{-9} R_0^2/t_0$. Поскольку магнитная восприимчивость $\mu = 1$, магнитная индукция и напряженность магнитного поля $B = H$. За безразмерными переменными сохранены прежние обозначения.

Безразмерное уравнение электротехнической цепи

$$\frac{d(1+\Delta L)J}{dt} + \beta_L E = \beta_c U, \quad \frac{dU}{dt} = -\beta_c J,$$

где безразмерные определяющие параметры:

$$\beta_c = 10R_0^2 \sqrt{\pi\rho_0} \omega_0 / J_0;$$

$$\beta_L = 2 \cdot 10^{-9} l / L_0;$$

$$\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C} \text{ — начальная частота;}$$

$L_0, \Delta L$ — начальная и дополнительная индуктивности, соответственно.

Граничные условия:

на свободной внешней поверхности проводника радиуса R : $\sigma_r = 0$, $\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 2\sigma_{SB} T^4$, $H = \frac{0,2J}{R}$;

на оси: $u = 0$, $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$, $H = 0$, σ_{SB} — постоянная

Стефана–Больцмана.

Начальные условия: $T = 4,2$ К, $p = 1$ бар, $u = 0$, $J = 0$, $U = U_0$. Задача численно решалась по разностной схеме, в которой сетка могла быть неоднородной и сгущаться как к оси, так и к границе. Число точек по r до 1500, тогда число точек по t , которое определялось исходя из условий устойчивости и точности, — до $\sim 10^5$.

Уравнение состояния, электропроводность и теплопроводность

Рассматриваемый диапазон параметров по давлению $1\text{—}10^{12}$ бар и температуре $1\text{—}10^7$ К, поэтому основную трудность задачи представляют выбор и конструирование уравнения состояния,

которое должно адекватно соответствовать поставленной цели работы. Уравнение состояния принято из работ [17, 18], которое дает приемлемую точность во всей нерелятивистской области параметров.

Электропроводность σ во всем диапазоне рассматриваемых параметров интерполирована между электропроводностями твердого тела (вырожденной плазмы) σ_s и идеальной (невырожденной) плазмы σ_p : $\sigma_s = \sigma_s^\zeta + \sigma_p^\zeta$. Параметр ζ варьировался в диапазоне $\zeta = 1/2\text{—}2$. Проводимость $\sigma_s = \text{const} \cdot z/\varphi$, где функция φ определяется экспериментальными значениями и учитывает зависимость электрического сопротивления от температуры: $\varphi \sim T^5$ — при низких температурах, $\varphi \sim T$ — в области нормальных температур, и скачок при плавлении. Она также учитывает степенную зависимость от плотности в соответствии с работами [10, 19]. Проводимость плазмы $\sigma_p = e^2 n_e / \nu$, $\nu = \nu_{ie} + \nu_a$, где ν_{ie} — частота столкновений с ионами и электронами, ν_a — частота столкновений с атомами, тем самым это соотношение позволяет аппроксимировать также и частично ионизованную плазму [20]; ν_{ie} принято по [21].

Теплопроводность представлена аддитивно $\lambda = \lambda_e + \lambda_h$, где λ_e — электронная теплопроводность, а λ_h — лучистая. Электронная теплопроводность λ_e вычислялась исходя из соотношения Видемана–Франца $\lambda_e = L\sigma T$, где L — константа Лоренца. Для твердого тела L определяется из эксперимента и хорошо согласуется с теоретическим значением в нормальных условиях, для плазмы L определяется теоретически [17]. Во всем диапазоне температур и плотностей имеем $\lambda_e = \lambda_s^\zeta + \lambda_p^\zeta$,

λ_s, λ_p — теплопроводности твердого тела и плазмы, параметр $\zeta \sim 1/2\text{—}2$. Анализ процессов переноса излучения показывает, что в рассматриваемом диапазоне параметров можно ограничиться приближением лучистой теплопроводности и нет необходимости рассматривать неравновесный перенос излучения [13]. Лучистая теплопроводность вычислялась по формуле $\lambda_h = 16/3 \sigma_{SB} l_R T^3$, где l_R — средняя росселандова длина пробега [22].

Результаты расчетов

Изложенные уравнения решали в широком диапазоне параметров: токи $J_0 = 10^3\text{—}10^9$ А, ха-

рактерные времена $\tau = 10^{-4} - 10^{-8}$ с. Чтобы продемонстрировать наиболее интересные результаты расчетов, на рис. 1, 2 представлено численное решение для токов $J_0 = 10$ и 100 МА и частоты $\omega_0 = 3,14 \cdot 10^5$ с $^{-1}$ ($T/4 = 5$ мкс). При этих значениях тока отчетливо проявляется влияние нелинейной токовой волны на рассматриваемый эффект. Отмечаются особенности решений для других значений входных параметров. Радиус проводника выбирался из условия выхода токовой волны на ось в момент максимума тока, хотя для получения большего эффекта в различных процессах могут быть выбраны иные значения.

При относительно "малых" токах $J_0 < \sim 1$ МА плотность тока $j(r)$ плавно распределена по радиусу. Причем вначале $j(r)$ соответствует классической диффузии магнитного поля в полупространство, а затем при достижении оси $j(r)$ выравнивается по радиусу, оставаясь слабо неоднородной и в среднем увеличиваясь как $J(t)/R^2$. При увеличении тока и магнитного поля наблюдается совсем иная картина, характерной особенностью которой является распространение волны плотности тока. Качественная оценка этого явления может быть сделана на основе общего автомодельного решения [11]. Фронт токовой волны распространяется по закону

$$x_f = \xi_f H_0^2 / 8\pi E_0^{\beta/2} t_0 \kappa_0^{1/2} t / t_0^\delta,$$

где $H_b = H_0 t / t_0^\alpha$ — граничное поле;

$\kappa = c^2 / 4\pi\sigma\mu = \kappa_0 E / E_0^\beta$ — коэффициент диффузии магнитного поля;

E — энергия на единицу объема;

E_0 — ее начальное значение.

Для автомодельной переменной ξ положение фронта определяется численно $\xi_f = \xi_f \alpha, \beta$; $\delta = 1/2 + \alpha\beta$.

Изменение нелинейного скин-слоя по сравнению с линейным ($\beta = 0$) равно $x_f / x_{f,0} = \xi_f / \xi_{f,0} H_0^2 / 8\pi E_0^{\beta/2}$ и не зависит от t . Величина линейного скин-слоя $x_{f,0} = \xi_{f,0} \kappa_0 t^{1/2}$, где $\xi_{f,0} \sim 1$. Ширина фронта токовой волны определяется величиной $\Delta = \kappa_0 / u_f$, где $u_f = dx_f / dt$ — скорость токовой волны. Так как $u_f \sim t^{\delta-1}$, то $\Delta \sim \kappa_0 t / x_f \sim x_{f,0}^2 / x_f$, величина линейного скин-слоя при $t_0 = 5$ мкс $x_{f,0} \approx 0,02$ см. Различие величины x_f / R_0 приводит к различным картинам j, r, t . Плотность тока в токовой волне по отношению к однородному распределению тока может возрасти на порядки величин. Это обусловлено вытеснением тока из периферии к центру в резуль-

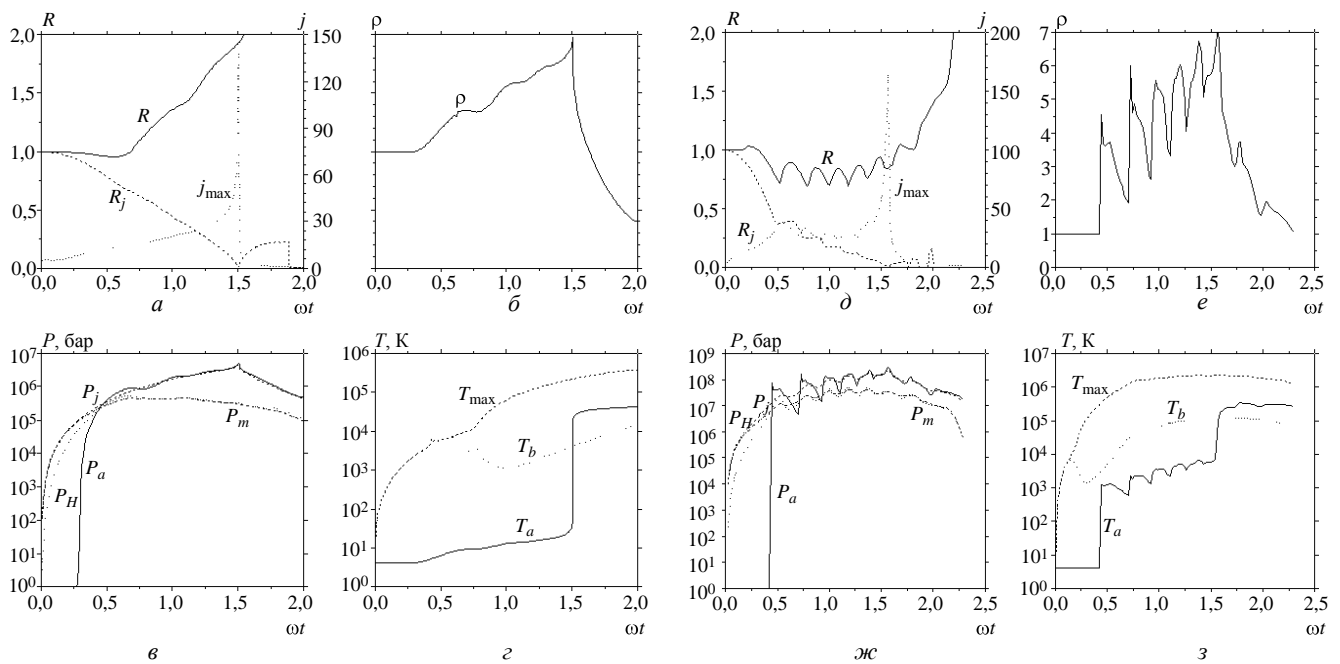


Рис. 1. Временные зависимости радиуса внешней границы, радиуса токовой волны, максимальной плотности тока, массовой плотности на оси, температуры на оси и на внешней границе, максимальной температуры, термодинамического давления на оси и среднего давления, магнитного давления: величины а—г — при токе $J_0 = 10$ МА; д—з — при токе $J_0 = 100$ МА

тате нагрева вещества и его расширения, в связи с чем значительно уменьшается проводимость вещества. Теплопроводность и излучение играют второстепенную роль.

Характерная величина тока $J_* \sim 30$ МА определяет различные картины процесса. Прежде всего следует отметить изменение внешнего радиуса проводника $R(t)$, который наряду с током обычно является измеряемой величиной. При меньших токах в результате нагрева тепловое давление становится больше магнитного и проводник "медленно" расширяется. Плотность проводника в процессе этого расширения существенно неоднородна. Когда внешние части проводника расширятся до характерной плотности, происходит рекомбинация, что приводит к существенному различию в механизмах расширения.

При токах $J < J_*$ степень ионизации в основном холодная [17], поэтому при расширении степень ионизации становится практически нулевой, резко возрастает электрическое сопротивление, ток вытесняется из внешних слоев, магнитное давление ($\sim jH$) резко уменьшается и проводник расширяется с тепловой скоростью. Та часть тока, которая осталась во внешнем слое из-за резкого роста сопротивления, приводит к увеличению джоулевой энергии и возрастанию степени ионизации, увеличению проводимости, однако ток уже не успевает перераспределиться и остановить расширение вещества.

При токах $J > J_*$ в степени ионизации наряду с холодной составляющей значительную роль начинает играть тепловая составляющая. Поэтому степень ионизации внешних слоев уже не может уменьшиться до нуля, более того, при увеличении тока и, соответственно, температуры проводимости становится плазменной. Проводник в течение длительного времени колеблется около радиуса R_{eq} , который определяется равенством магнитного и теплового давлений. С увеличением тока время колебаний увеличивается, а равновесный радиус уменьшается. Значительная часть вводимой энергии увеличивает не температуру, а степень ионизации, теплоемкость резко увеличивается по сравнению со значением $c_V = 3R$ для твердого тела аналогично тому, как это происходит в "обычной" плазме.

Магнитное давление формирует волну сжатия, скорость которой определяется величиной магнитного давления и током. При токе $J > \sim J_*$ скорость волны сжатия начинает превышать скорость токовой волны. При токе $J \sim 70$ МА волна сжатия успевает преобразоваться в ударную волну. Отсюда следует, что при токах $J < \sim J_*$ к оси приходит токовая волна, а при больших токах первой приходит волна сжатия или ударная волна, а токовая волна приходит второй. После прихода этих волн на оси резко возрастают плотность, температура и давление (см. рис. 1, $\delta \rightarrow z$).

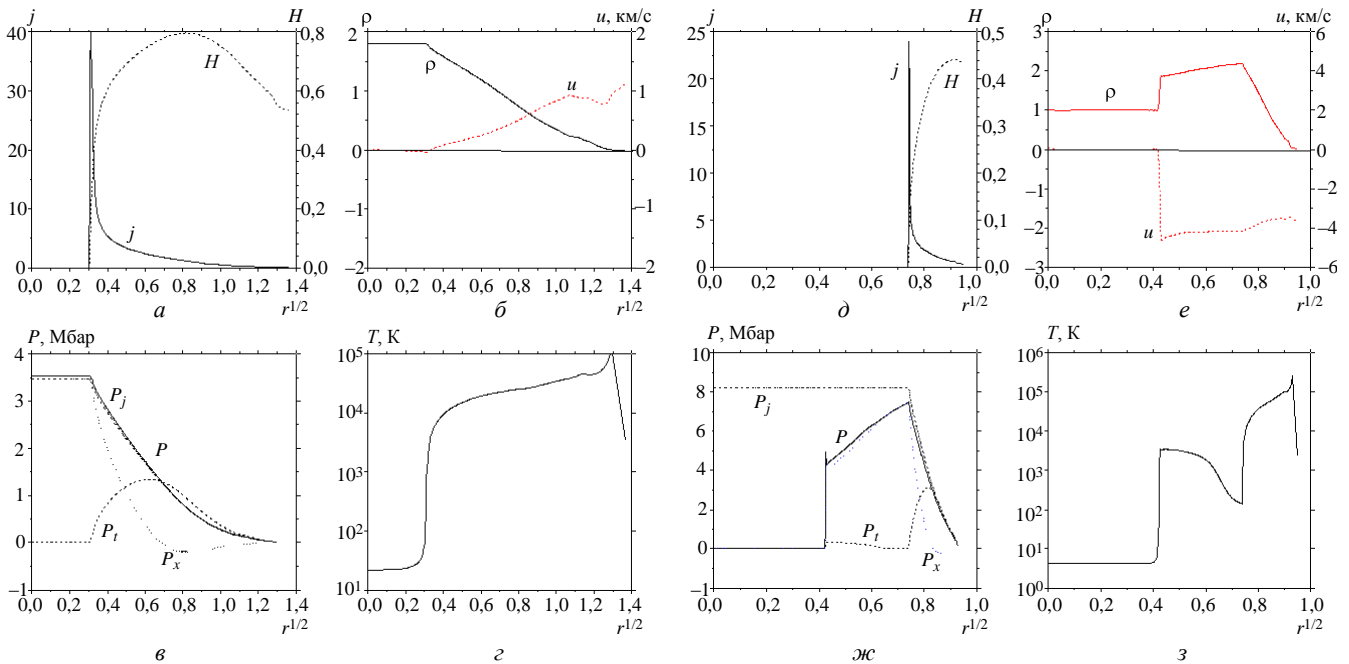


Рис. 2. Радиальные зависимости плотности тока, магнитного поля, массовой плотности, скорости, давления и его составляющих, температуры:

$a \rightarrow z$ — при токе $J_0 = 10$ МА; $\delta \rightarrow z$ — при токе $J_0 = 100$ МА

Колебания этих величин обусловлены волнами сжатия и разрежения. Давление на оси $p_a = P(r=0)$ в квазиравновесии определяется величиной p_j $r = 0,1 \cdot \int_0^R jH dr$ (здесь и на рисунках индекс "a" — от axis, а "b" — от border), а среднее давление $p_m = 1/R^2 \cdot \int_0^R p(r)2rdr$ определяется магнитным давлением $p_m = p_H$, где $p_H = H^2/8\pi$. Эти соотношения непосредственно следуют из уравнения движения и хорошо выполняются в процессе сжатия при квазиравновесии рассматриваемых здесь токах и временах. Однако в более быстрых процессах, когда квазиравновесие не успевает установиться, эти соотношения не выполняются.

Влияние теплопроводности по сравнению с джоулевым нагревом в основном незначительно и характеризуется отношением

$$k = \kappa_H / \kappa_T,$$

где κ_H — коэффициент диффузии магнитного поля;

κ_T — коэффициент диффузии тепла (электронной теплопроводности);

$k \sim T$ в области твердой и жидкой фаз,
 $k \sim 1/T^4$ — для плазмы.

Лучистая теплопроводность превалирует над электронной в области высоких температур и низких плотностей в пограничной области. Длина пробега квантов мала, поэтому излучение имеет практически поверхностный характер. Поток энергии на границу обусловлен теплопроводностью, поэтому вблизи внешней границы температура не монотонна, а имеет максимум. Изменение поверхностной температуры определяется теплопроводностью, зависящей от плотности, температуры и степени ионизации, поэтому в момент, когда они резко изменяются, столь же резко изменяется температура поверхности.

Радиальные распределения показаны на рис. 2, а—г в момент времени, когда относительный радиус токовой волны $R_j = 0,1$ при $J_0 = 10$ МА. Плотность почти постоянна внутри волны, достигая относительного сжатия $\rho/\rho_0 \sim 5$. Температура внутри волны определяется как адиабатическим сжатием вещества, так и нагревом на фронте токовой волны. На фронте токовой волны температура максимальна, а затем уменьшается до значения $\sim 10^3$ К. Скорость внутри токовой волны $u < 0$ (вещество сжимается), а за фронтом $u > 0$ (вещество расширяется). Показаны составляющие давления: упругое P_x и тепловое давление P_t . Внутри волны

давление в основном упругое, однако за фронтом преобладает тепловое давление.

Образование ударной волны перед токовой волной показано на рис. 2, д—з при токе $J_0 = 100$ МА. Гидро- и термодинамические величины претерпевают резкий скачок. Температура и давление имеют два скачка, первый обусловлен ударной волной, а второй — токовой. После схлопывания ударной волны происходят существенный прогрев вещества перед токовой волной и увеличение сопротивления.

Заключение

На рис. 3 приведена зависимость максимального давления от тока $J_0 = 1—10^3$ МА. Соответствующие характерные величины давления 0,5 Мбар—30 Гбар. Столь высокие значения давления и, соответственно, магнитного поля обусловлены во многом учетом степени ионизации. Экспериментально доступный для сравнения исследованный диапазон токов значительно меньше рассматриваемых [1, 4], поэтому не может служить надежным критерием адекватности модели и расчетов. Для уяснения погрешности экстраполяции в еще неисследованную область параметров задачу рассчитывали как с различными значениями проводника и электротехнической цепи, так и величин, определяющих электропроводность. Была показана определенная восприимчивость от них максимально достигаемой величины давления, хотя качественно физическая картина рассматриваемого явления не изменилась. Следует отметить, что адекватность принятых моделей и, соответственно, результатов расчетов не представляется бесспорной и должна быть либо проверена экспериментально, либо соотнесена в будущем с более совершенной теорией, которая в настоящее время отсутствует.

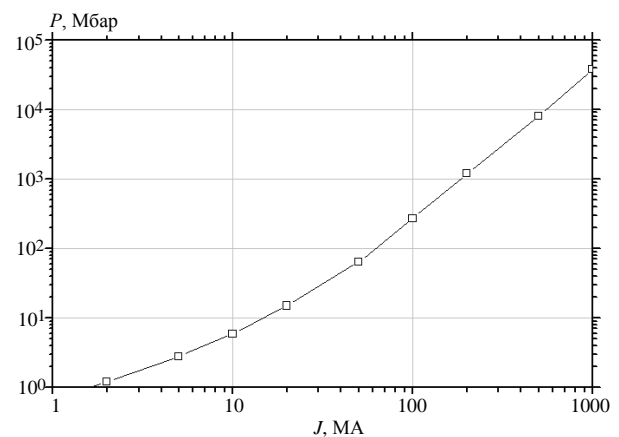


Рис. 3. Зависимости максимального давления от тока

Литература

1. Megagauss-9: Proc. of 9 Inter. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics (2002). — Sarov: VNIIEF, 2004.
2. Slutz S. A., Olson C. L., Peterson P. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 429.
3. Прут В. В. Моделирование перехода графит—алмаз в металлическом z-пинче. — М.: ИАЭ-6462, 2007.
4. Мартынюк М. М. Фазовые переходы при импульсном нагреве. — М.: Изд-во УДН, 1999.
5. Матвеев В. В., Медведева И. В., Прут В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 5. С. 219.
6. Straten J., Silvera J. F. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. № 4. P. 1989.
7. Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Ред. Фортов В. Е. и др. — М.: Наука, 2000.
8. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Фунтиков А. И. // Математическое моделирование. 2002. Т. 14. № 10. С. 27.
9. Прут В. В. // ЖВММФ. 2001. Т. 41. № 2. С. 327.
10. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.
11. Прут В. В. // ПИМТФ. 1982. № 1. С. 16.
12. Прут В. В. Megagauss-5: Proc. of 5 Inter. Conf. on Megagauss Fields and Pulsed Power Systems. — New-York: Nova Science Publishers, 1990. P. 65.
13. Вихрев В. В., Иванов В. В., Прут В. В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 3. С. 328.
14. Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Ред. Фортов В. Е. — М.: Наука, 2002.
15. Мокеев А. Н., Прут В. В. // ПТЭ. 1986. № 6. С. 153.
16. Фридман Б. Э., Рутберг Ф. Г. // ЖТФ. 1996. Т. 66. № 2. С. 123.
17. Прут В. В. // Там же. 2004. Т. 74. № 12. С. 10.
18. Прут В. В. // ТВТ. 2005. Т. 43. № 5. С. 10.
19. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. — М.: Мир, 1971.
20. Фортов В. Е., Якубов И. Т. Неидеальная плазма. — М.: Энергоатомиздат, 1994.
21. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. — М.: Мир, 1965.
22. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.

Статья поступила в редакцию 2 июля 2007 г.

Simulation of nonlinear diffusion of a strong magnetic field

V. V. Prut

Russian Scientific Center "Kurchatov's Institute", Moscow, Russia

Consideration is made to a physical model for the nonlinear diffusion of a megagauss magnetic field into a metallic conductor material. Account is taken of results of computational solution for this problem at the 1 GA current.

* * *