

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
имени
П.Н.Лебедева



Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

10

Г.В.ИВАНЕНКОВ, С.А.ПИКУЗ,
Т.А.ШЕЛКОВЕНКО, В.М.РОМАНОВА,
И.В.ГЛАЗЫРИН, О.Г.КОТОВА,
А.Н.СЛЕСАРЕВА

**ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ
ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА
ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧЕК**

**ЧАСТЬ 2
ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА
С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ
В РАЗРЯДАХ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ
ПРОВОЛОЧКИ**

МОСКВА 2004

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧЕК

ЧАСТЬ 2

Г.В. Иваненков, И.В. Глазырин*, О.Г. Котова*, А.Н. Слесарева*

* РФЯЦ ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ В РАЗРЯДАХ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПРОВОЛОЧКИ

АННОТАЦИЯ

В обзоре, написанном совместно в рамках реализации Проекта МНТЦ № 2151 сотрудниками ФИАН и РФЯЦ ВНИИ технической физики, дан анализ современного состояния исследований в области МГД расчетов электрического взрыва металлических проволочек, существующих моделей и положенных в их основу путей описания свойств вещества. Выделены следующие процессы, сопровождающие взрыв: нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала интенсивного испарения, развитие крупномасштабных неустойчивостей с нарушением формы проводника, парообразование, нарушение механизма электрической проводимости, возникновение метастабильных состояний. В обзор включены данные скоростной рентгенографии, полученные с применением X-пинча. В данном препринте представлена вторая часть обзора.

Как следует из материала, рассмотренного в Части 1 данного обзора, в динамике взрывающихся проволок важны многофазные состояния вещества, особенно жидкость и пар. В условиях наносекундных масштабов динамики разряда можно ожидать появления **метастабильных состояний** в области между бинодалию и спинодалию. Это имеет прямое отношение к установлению вызывающей споры природы ЭВП. Для нее был предложен целый ряд гипотез, например, волны испарения Беннета [2,4], объемного вскипания перегретой жидкости [53]. Недавно проведенный термодинамический анализ равновесия жидкость-пар на границе проводника с током [54] показал важность эффекта сжатия вещества магнитным полем тока, текущего по проводнику. Из-за него давление оказывается выше своего значения на бинодали, и жидкий металл недогрет до кипения, а соседствующий с ним пар – пересыщен. Становится возможной потеря термодинамической устойчивости двухфазной системы, сопровождающаяся возникновением субмикронных жидких капелек в окружающем проводник паре. Образование быстро расширяющейся мелкодисперсной смеси металлических сгустков и пара должно ускорить ее пробой и образование короны.

В целом вопрос о природе ЭВП вряд ли имеет универсальный ответ. Судя по проведенной классификации, его постановка зависит от типа ЭВП, хотя всюду наблюдается нарушение механизма металлической проводимости. В быстром ЭВП причина связана с расширением металла, ведущим к деколлективизации электронов проводимости и появлению локализованных состояний. В медленном ЭВП нарушение вызывается дроблением проводника на частицы размеров порядка длины пробега электрона в металле. Сведения об этих процессах сегодня весьма ограничены.

Простые экспериментальные зависимости сопротивления от вложенной энергии в начале ЭВП, когда еще имеется металлическая проводимость, удалось получить в [5]:

- на стадии до плавления металла $R/R_0 = 1 + \beta w$ (для Al и Cu эмпирический коэффициент $\beta = 5.3$ и 6.8 г/кДж);
- между плавлением и взрывом $R/R_m = 1 + \beta_m(w - \varepsilon_m)$ (R_m и ε_m – значения сопротивления и удельной энергии жидкой фазы в точке плавления).

Зависимость сопротивления от величины введенной энергии имеет излом в точке достижения значения сопротивления металла R_m в точке плавления. В работе [10] был отмечен эффект уменьшения сопротивления толстых W проволок в течение фазового перехода типа плавления в ходе медленного ЭВП. С увеличением скорости ввода энергии наблюдалось уменьшение величины R_m . Это было объяснено неоднородностью распределения температуры и плотности в поперечном сечении: их выравнивание из-за прохождения от поверхности к оси волны разгрузки не поспевало за выделением тепла. Поэтому вблизи плавления средняя по сечению плотность оказывается выше, а сопротивление – ниже тех величин, что наблюдались бы в квазистационарном режиме перехода. В статье [6] исследовалась зависимость сопротивления Ni и W проволок от введенной в металл энергии. В сравнении с предыдущим плотность тока была ниже на 2 порядка, но качественная картина поведения сопротивления проводников осталась прежней.

Нагрев в жидком состоянии также отклоняется от квазистационарного режима, хотя бы, в части объема. При высокой удельной мощности джоулевого нагрева по мере приближения к взрыву удельная внутренняя энергия металла все больше может превышать присущие ей значения на жидкой ветви бинодали. Этот перегрев говорит о появлении метастабильной жидкости. Переход к собственно взрывной стадии происходит с достижением некоторого значения вложенной удельной энергии $w_* = w_*(j)$, зависящего от плотности тока. В этой стадии простая связь $R(w)$ отсутствует, в нее приходится добавить зависимость от мощности джоулевого нагрева. Например, это может быть функция вида $R = R_*(j) \exp[\delta(j)(w - w_*)]$ с зависимостью сопротивления R_* и показателя δ от плотности тока.

Тщательный анализ позволил авторам обзора [7] высказать следующие суждения относительно поведения электропроводности в разных режимах нагрева (здесь же рассмотрено поведение теплоемкости и эмиссии электронов):

- При плотности тока $j \leq 5 \cdot 10^5$ А/см² проводник, испытав плавление и деформацию, затем распадается на капли. Электропроводность капель велика, и ток прерывается благодаря наличию пара в разрывах между ними.
- При $j \geq 5 \cdot 10^6$ А/см² нагрев столь скор, что проводник, не успев деформироваться, теряет проводимость и превращается в золь. В стадии потери проводимости проводник разбивается на поперечные слои конденсированного металла и участки низкой плотности между ними, в перепадах напряжения на которых возникают разряды. Проводимость вещества поперечных слоев значительно ниже, чем разрядов, и импеданс системы растет.
- При промежуточных значениях плотности тока возможна деформация проволоочки и последующий ее взрыв в местах сужений. Продукты взрыва содержат и макроскопические капли и золь. По мере перехода к плотностям тока $j > 10^7$ А/см² и диаметрам проволоочек > 100 мкм становятся заметны радиальные неоднородности, что значительно увеличивает энергию взрыва проволоочки в целом.

Тепловое расширение взорванных проволоочек в жидкометаллической фазе исследовалось в зависимости от омически введенной энергии различными методами. Для U, Mo, Ta, Pt, Al, Cu и W измерения велись в основном теневым методом. При вводе энергии выше плавления $0 \div 1.5$ кДж/г объем большинства металлов расширялся линейно примерно на 20%. Измерения плотности для разных металлов показали, что к началу резкого роста электросопротивления она составляет $0.45 \div 0.65$ начальной плотности металла (0.47 – для Cu, 0.64 – для Hg).

2.1 Транспортные свойства и уравнения состояния

Уравнения состояния (УРС)

Адекватное физическое понимание ЭВП требует знания термодинамических свойств вещества в широком диапазоне давлений и температур во всех возникающих состояниях – от твердого до плазменного. УРС являются важным элементом описания свойств взорванных металлов, особенно, в холодной области состояний. Вместе с моделями прочности (сдвиговой, откольной и др.), макрокинетики полиморфных и фазовых превращений и иными определяющими соотношениями (задание поведения и свойств разрушенного вещества и др.) они позволяют замкнуть задачу моделирования ЭВП. В зависимости от реализующихся состояний и требований к точности описания рассматриваются различные подходы к построению равновесных уравнений состояния и кинетических определяющих соотношений.

Самой малоизученной и трудной для расчетов является область жидких состояний. Классические УРС (Ван-дер-Ваальса и др.) дают качественно верное, но недостаточно точное для современных МГД моделей описание этой области. Более точны феноменологические УРС. Общие требования к ним таковы [5]: описание фазовых переходов, двухфазной области состояний, процессов ионизации вещества; согласие УРС с экспериментальными данными. В остальном эти модели (например, [55, 56]) содержат много произвольных соображений эмпирического характера. В теории же хорошо известен предел возникновения универсальной структура вещества. При $p > e^2/r_B^4 \approx 300$ Мбар (r_B – радиус Бора) и $T > e^2/r_B \approx 10$ эВ (энергия внешних электронов атома) атомные оболочки перестраиваются, заполнение уровней становится регулярным, теряя квантовые черты поведения, внешние электроны, ответственные за химическую связь, отрываются и коллективизируются. Начиная с этой области, для описания вещества пригодна квазиклассическая модель Томаса-Ферми (см. анализ [57]). В отличие от полуэмпирических, эта модель строится на фундаментальных представлениях о строении вещества, ее принципы удовлетворяют ряду строгих теоретических требований.

Таким образом, можно говорить о двух типах моделей. Первый из них – построение модельных УРС из фундаментальных принципов. Сегодня созданы обобщения томас-фермиевских

моделей, например, метод функционала плотности (обзоры [58]), учитывающий поправки квантового типа и из-за неоднородности распределения электронов по ячейке. В частности, в различных приближениях из него выводятся обычная модель Томаса-Ферми, модель Томаса-Ферми-Дирака с обменными поправками, модель Томаса-Ферми с квантовыми поправками, обобщенная модель Томаса-Ферми [59]. Как и в квантовом описании свободного атома, дальнейшее развитие квантово-статистической теории самосогласованного поля позволило получить модифицированные модели Хартри (в пределе квазиклассики переходит в модель Томаса-Ферми), Хартри-Фока (имеет пределом модель Томаса-Ферми-Дирака) и Хартри-Фока-Слэтера (квазиклассический предел для обменной поправки) [59, 60]. Все они справедливы в области горячей плотной плазмы и основаны на представлениях о среднем атоме, позволивших перенести принципы описания свободного атома на среду: вещество представляется ансамблем ионов, находящихся при данных плотности и температуре в состоянии с усредненным набором квантовых чисел. В настоящее время развит единый подход к построению таких моделей как иерархии различных приближений квантово-статистической теории [60].

Однако корректно учесть сложную природу взаимодействия в квантовой теории многих тел при немалой константе связи весьма трудно, и теоретическое построение УРС сильно упрощает модели, ограничивая область их применимости, часто далекую от реальных потребностей. Поэтому МГД моделирование в физике высоких плотностей энергии редко использует результаты строгих подходов, основную роль в ней играют полуэмпирические УРС.

1) Начнем с простого примера феноменологического УРС, предложенного в [61] для оценок в холодной области:

$$p = p_x + p_T, \quad \varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_T;$$

$$p_x = \rho_0 c_s^2 \frac{\delta^n - \delta^m}{n - m}, \quad p_T = \rho \Gamma(\rho, T) \varepsilon_T; \quad \varepsilon_x = - \int_{1/\rho_0}^{1/\rho} p_x dV, \quad \varepsilon_T = \int_0^T C_v dT,$$

где $\Gamma(\delta, \varepsilon_T)$ – аналог коэффициента Грюнайзена, $\delta = \rho/\rho_0$. Такая модель применима вплоть до начала ионизации пара.

2) Сложнее, но лучше пригодна для численного МГД моделирования, полуэмпирическая модель [62]. В этой работе дано интерполяционное описание поведения 13 металлов в широком диапазоне параметров, включающем конденсированное, двухфазное, газообразное и плазменное состояния. В однофазной области внутренняя энергия (на 1 атом) представлена в виде суммы упругой, тепловых ионной и электронной, а также ионизационной составляющих:

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_i + \varepsilon_e + \varepsilon_I;$$

$$\varepsilon_x = A \{1 + [n (\varphi/r)^{m/3} - m (\varphi/r)^{n/3}]/(n - m)\}; \quad \varepsilon_I = Z_S \sum_i v_i I_i;$$

$$\varepsilon_i/\varepsilon_c = (2 + Z)\theta/(1 + Z), \quad Z = l \theta/\beta_c;$$

$$\varepsilon_e/\varepsilon_c = (Z^2/\beta) \ln \text{ch}(\beta\theta/Z), \quad \beta = \beta_c \varphi^{-2/3}, \quad Z = \{Z_S + \varphi \exp[\alpha(\varphi - 1)]\}/\{1 + \varphi \exp[\alpha(\varphi - 1)]\}.$$

Здесь принята безразмерная форма записи с нормировкой на параметры в критической точке: $\varphi = \rho/\rho_c$, $\theta = T/T_c$; также введены параметры модели $A, l, r, m, n, \alpha, \beta_c$. Кроме того, обозначены: I_i – потенциалы ионизации, v_i – относительная населенность уровней, Z – степень ионизации (Z_S отвечает равновесию Саха).

Выражение для давления записывается в виде суммы упругой и тепловых ионной и электронной составляющих:

$$p = p_x + p_i + p_e; \quad p_x = rKA mn \frac{(\varphi/r)^{1+m/3} - (\varphi/r)^{1+n/3}}{3(n-m)}, \quad p_i = K\varphi\varepsilon_i \frac{\Gamma_0 + Z/3}{1 + Z/2}, \quad p_e = \frac{2}{3} K\varphi\varepsilon_e.$$

Здесь K – новый параметр модели, Γ_0 – коэффициент Грюнайзена для нормальных условий.

Такое УРС описывает как однофазные, так и двухфазные состояния. В работе найдено аналитическое выражение для границы их раздела (бинодали). С помощью него легко находятся удельная теплота парообразования, доли пара и жидкости и параметры вещества (плотность, давление, и внутренняя энергия) в двухфазной области.

3) Как видно из написанного выражения для внутренней энергии, формулировка УРС залючает в себе вопрос о ионизационном составе плазмы. При температурах > 20 эВ, когда начинается кратная ионизация, важную роль играют представления о среднем ионе [1] – приближенный способ Райзера решения уравнения ионизационного равновесия Саха $\mu_e(n_e, T_e) = -I_Z$, основанный на гладко-монотонной аппроксимации потенциала ионизации I_Z как функции среднего заряда иона. Здесь μ_e – классический химпотенциал электронной компоненты, $n_e = Z\rho/m_i = Zn_i$. Распространение такого подхода на более плотные и холодные среды дает модель Баско [63]. Во многом близкая к томас-фермиевским моделям, она использует присущее им деление среды на элементарные ячейки радиуса $(3m_i/4\pi\rho)^{1/3}$ с центральным ядром, окруженным связанными и свободными электронами. Число свободных электронов определяется уравнением

$$\mu_{eF}(n_e, T_e) = -I_Z + B(n_e, T_e).$$

В левой части здесь содержится химический потенциал ферми-газа электронов

$$\mu_{eF}(n_e, T_e) = \varepsilon_F + T_e \left[\left(1 + \frac{2\varepsilon_F}{5T_e} \right)^{-1} - \frac{3}{2} \ln \left(1 + \frac{5T_e}{2\varepsilon_F} \right) \right], \quad \varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3},$$

а в правой – вклад холодной ионизации давлением (переход Мотта при сильном сжатии вещества)

$$B(n_e, T_e) = b n_e^\beta / (1 + \mu T_e^2 / \rho^\sigma).$$

В пределе $T_e \gg (\rho^\sigma / \mu)^{1/2}$ ($> \varepsilon_F$) такая модель переходит в классическое равновесие Саха. Постоянные b, β, μ, σ аппроксимации $B(n_e, T_e)$ находятся подгонкой под данные эксперимента.

УРС данной модели предполагает иное, чем прежде, разбиение на холодную и тепловую составляющие

$$p = p_i + p_e + p_{ei}, \quad \varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_e + \varepsilon_{ei},$$

где ионный и электронный вклады представляется простыми аналитическими формулами

$$p_i = n_i T_i \frac{1 + 3\lambda\gamma}{1 + \gamma}, \quad \varepsilon_i = \frac{3T_i(1 + 2\lambda\gamma)}{2(1 + \lambda\gamma)}; \quad p_e = \frac{2}{5} n_e \varepsilon_F + \frac{n_e T_e}{1 + 2\varepsilon_F/5T_e} = \frac{2}{3} n_i \varepsilon_e.$$

Здесь $\Gamma = 1/2 - d \ln Z_c / d \ln n_i$ – коэффициент Грюнайзена, $\gamma = (4\pi/3n_i)^{1/3} Z_c^2 / T_i$ – ионный параметр неидеальности, $Z_c = Z(n_i, 0)$ – решение уравнения равновесной ионизации при $T = 0$. В данной модели возникает вклад взаимодействия

$$p_{ei} = -\frac{2}{5} \varepsilon_F n_i \frac{(\rho/\rho_0)^{4/3} (1 + \delta)}{1 + [\delta + (1 + \delta) T_e / T_*] (\rho_0 / \rho)^\alpha}$$

электронов и ионов, где α, δ, ρ_0 и T_* – еще один набор параметров подгонки модели. Всего модель содержит 8 эмпирических параметров, обеспечивающих неплохую точность в широкой области изменения термодинамических величин. Это делает такое УРС приемлемым для МГД расчетов в нерелятивистской области температур $1 \div 10^5$ эВ и плотностей до 10^6 г/см³; ограничение снизу по давлению ≈ 100 кбар, по внутренней энергии ≈ 1 эВ/атом, холодную же область модель не описывает. Наборы параметров приведены в [63] для 6 металлов: Na, Fe, Cu, Mo, Au, W.

4) В основе полуэмпирических УРС ОИВТ РАН (А.В. Бушман, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов, К.В. Хищенко и др. [64]), лежит огромная информация, собранная в экспериментах по ударно-волновому сжатию вещества. Это позволило детальнее, чем прежде, описать много-

фазную область состояний, включив в нее кроме испарения также и плавление. В этой модели рассматриваются твердая и флюидные (жидкая и газовая) фазы. В качестве термодинамического потенциала выбирается свободная энергия в виде суммы трех слагаемых:

$$F(v, T) = F_x(v) + F_i(v, T) + F_e(v, T), \quad v = m_i/\rho = 1/n_i.$$

Они выражают: F_x – холодную (упругую) энергию при $T = 0$, $F_{i,e}$ – тепловые энергии атомов (ионов) и электронов. Ниже обсуждается вычисление всех трех компонент F , среди которых F_x и F_e (но не F_i) универсальны для обеих фаз.

Зависимость от объема упругой энергии F_x удобно представить через параметр сжатия $\sigma_x = \rho/\rho_{x0}$ (ρ_{x0} – плотность при $p = 0$ и $T = 0$). В области сжатия $\sigma_x \geq 1$ представим ее в традиционном виде разложения [55]

$$F_x(v) = v_{x0} \sum_{i=1}^5 a_i (\sigma_x^{1/3} - 1)^i$$

по степеням обратного межатомного расстояния $\sim \sigma_x^{1/3}$. Наложим условия: нормировки $F_x(v_{x0}) = 0$ и дополнительно для давления, модуля объемного сжатия и его производной по давлению при $\sigma_x = 1$

$$p_x(v_{x0}) = -F_x'(v_{x0}) = 0, \quad B_x(v_{x0}) = -p_x'(v_{x0}) = B_{x0}, \quad dB_x(v_{x0})/dp_x(v_{x0}) = B_{x0}'.$$

Добавив эти условия, потребуем минимума среднеквадратичного отклонения давления в интервале $\sigma = 30 \div 5000$ от значений p_x^{TFC} , рассчитанных по модели Томаса–Ферми с поправками. Это приводит к задаче [64,65]

$$S(a_i, \lambda, \mu, \eta) = \sum_{n=1}^N g_n [1 - p_x(a_i, v_n)/p_x^{\text{TFC}}(v_n)]^2 + \lambda p_x(a_i) + \mu [B_x(a_i) - B_{x0}]^2 + \eta [B_x'(a_i) - B_{x0}']^2$$

о нахождении условного экстремума, решение которой дает значения искомым параметров a_i кривой упругого сжатия. При этом величины v_{x0} , B_{x0} и B_{x0}' подбираются итерационно так, чтобы при нормальных условиях $p = -(\partial F/\partial v)_T = 1$ бар и $T = 293$ К были выполнены условия: 1) табличное значение удельного объема $v = v_0$ и 2) определенные по данным динамических измерений значения изэнтропического модуля сжатия и его производной по давлению:

$$B_S = -v(\partial_v p)_S = B_{S0}, \quad B_S' = (\partial_p B_S)_S = B_{S0}'.$$

Такова холодная адиабата–изотерма в области сжатия. В области расширения используется многочлен

$$F_x(v) = v_{x0} [A(\sigma_x^m/m - \sigma_x^n/n) + B(\sigma_x^l/l - \sigma_x^n/n)] + \Lambda_s, \quad \sigma_x < 1,$$

обеспечивающий предельный переход энергии сублимации Λ_s при $\sigma_x \rightarrow 0$. Для Λ_s берутся табличные значения. Потребовав выполнения выписанных выше условий, обнаружим, что сохраняют свободу лишь два параметра n и l .

Как говорилось, тепловая энергия ионов не универсальна, и вычисляется различно для разных фаз. В твердом металле вклад тепловых возбуждений кристаллической решетки в свободную энергию запишем в дебаевском приближении

$$F_i^{(s)}(v, T) = 3RT \ln \frac{\Theta^{(s)}(v)}{T}, \quad \Theta^{(s)} = \Theta_0^{(s)} \sigma^{2/3} \exp \left\{ \left(\Gamma_0^{(s)} - 2/3 \right) \frac{B_s^2 + D_s^2}{B_s} \operatorname{arctg} \frac{B_s \ln \sigma}{B_s^2 + D_s(D_s + \ln \sigma)} \right\}$$

(R – газовая постоянная). Аппроксимационная зависимость характеристической температуры $\Theta^{(s)}$ от $\sigma = \rho/\rho_0$ (приведена к нормальным условиям) содержит константы B_s и D_s . Они находятся по данным ударно-волновых измерений зависимости от степени сжатия σ коэффициента Грюнайзена $\Gamma^{(s)} = d \ln \Theta^{(s)} / d \ln \sigma$. Численное значение $\Gamma_0^{(s)}$ соответствует величине коэффициента Грюнайзена при нормальных условиях. Отметим, что в пределе больших сжатий вещества уравнение для $\Theta^{(s)}$ обеспечивает необходимую асимптотическую зависимость $\Theta \sim$

$\sigma^{2/3}$, имеющую место для идеального газа. Величина $\Theta_0^{(s)}$ находится из требования, чтобы энтропия нормального состояния $S = -(\partial_T F)_v = 0$.

При плавлении (переход первого рода) упорядоченная структура решетки переходит в неупорядоченную конфигурацию атомов жидкости. Изменяется как спектр колебаний, так и значения теплоемкости. Явления ангармонизма по-разному влияют на эти характеристики. Если спектр колебаний может резко меняться, то скачок теплоемкости менее заметен из-за сохранения в жидкости ближнего порядка. Вклад ионов решетки в термодинамический потенциал флюидной фазы выбирается в виде

$$F_i^{(l)}(v, T) = F_t(v, T) + F_m(v, T).$$

Первое слагаемое учитывает эффекты ангармонизма и определяет спектр колебаний и теплоемкость при высоких температурах, а второе обеспечивает экспериментальные значения скачков плотности и энтропии при плавлении, ход кривой плавления и описание термодинамики области жидкого состояния, близкой к кривой плавления.

Ангармоническая часть свободной энергии F_t задается аппроксимацией, аналогичной дебаевской $F_i^{(s)}(v, T)$, но с переменными по плотности и температуре аналогом теплоемкости C_t и характеристической температурой $\Theta^{(l)}$:

$$F_t^{(l)}(v, T) = C_t(v, T)T \ln \frac{\Theta^{(l)}(v, T)}{T}, \quad C_t(v, T) = \frac{3R}{2} \left[1 + \frac{\sigma T_i}{(\sigma + \sigma_t)(T + T_t)} \right].$$

Выражение $C_t(v, T)$ описывает плавное изменение теплоемкости жидкости от величины порядка $3R$, близкой к теплоемкости решетки, до теплоемкости идеального газа атомов $3R/2$. Коэффициенты σ_t и T_t определяют характерные плотность и температуру этого перехода. Частотный спектр $\Theta^{(l)}(v, T)$ отражает постепенное изменение значений коэффициента Грюнайзена жидкой фазы от величин $\Gamma^{(l)} \approx \Gamma^{(s)}$, присущих конденсированному состоянию, до значения $2/3$ в предельном случае идеального газа при высоких температур или больших удельных объемах. С учетом данных обстоятельств для характеристической температуры была выбрана следующая аппроксимация

$$\Theta^{(l)}(v, T) = T_{sa} \frac{\Theta_c^{(l)}(v) + T}{T_{ca} + T} \sigma_x^{2/3}, \quad \Theta_c^{(l)}(v) = \Theta_0^{(l)} \exp \left\{ \left(\Gamma_0^{(l)} - 2/3 \right) \frac{B_1^2 + D_1^2}{B_1} \operatorname{arctg} \frac{B_1 \ln \sigma}{B_1^2 + D_1(D_1 + \ln \sigma)} \right\},$$

в которой параметры T_{sa} , T_{ca} , B_1 и D_1 определяются из ударно-волновых данных по сжимаемости сплошных и пористых образцов, а константа $\Theta_0^{(l)}$ – из условия $\Theta_c^{(l)}(v \rightarrow 0) \rightarrow T_{ca}$.

Перейдем ко второму слагаемому потенциала. F_m должна описывать скачки энтропии $\Delta S = \Delta S_{m0}$ и объема $\Delta v = \Delta v_{m0}$ для плавления при нормальном давлении и резко уменьшаться с ростом удельного объема в газовой фазе. С ростом сжатия доля F_m в суммарном вкладе медленно убывает, что соответствует стиранию различий свойств твердой и жидкой фаз при уменьшении удельного объема. С учетом выполнения этих требований

$$F_m(v, T) = 3R \left\{ \frac{2\sigma_m^2 T_{m0}}{1 + \sigma_m^3} \left[C_m + \frac{2A_m}{5} (\sigma_m^{5/3} - 1) \right] + (B_m - C_m)T \right\}, \quad \sigma_m = \sigma / \sigma_{m0},$$

где σ_m – относительная плотность жидкой фазы на кривой плавления. Константы A_m , B_m и C_m определяются из условий равновесия фаз при $p = 1$ бар и $T = T_{m0}$.

Вклад термически возбужденной электронной компоненты в свободную энергию задается выражением

$$F_e(v, T) = -C_e(v, T)T \ln \left[1 + \frac{B_e(T)T}{2C_{ei}} \sigma^{-\Gamma_e(v, T)} \right],$$

куда входят обобщенные аналоги теплоемкости $C_e(v, T)$ и коэффициента Грюнайзена $\Gamma_e(v, T)$ электронного газа:

$$C_e(v, T) = \frac{3R}{2} \left[Z_a - \frac{(Z_a - 1)\sigma_z}{(\sigma + \sigma_z)(1 + T^2/T_z^2)} \right] \exp[-\tau_1(v)/T], \quad B_e(T) = \frac{2}{T^2} \int_0^T d\vartheta \int_0^{\vartheta} d\tau \beta(\tau), \quad C_{ei} = \frac{3RZ_a}{2},$$

$$\Gamma_e(v, T) = \Gamma_{ei} + (\Gamma_{e0} - \Gamma_{ei} + \Gamma_m T/T_g) \exp[-T/T_g - (\sigma - \sigma_e)^2 / \sigma\sigma_d], \quad \tau_1(v) = T_1 \exp(-\sigma/\sigma_1).$$

Здесь Z_a – атомный номер элемента.

Представленные аппроксимации выбраны так, чтобы в пределе удовлетворить соотношениям для свободного вырожденного электронного газа при низких температурах $T \ll T_F$ и для идеального газа электронов – в пределе $T \rightarrow \infty$. Аналог электронной теплоемкости при высоких температурах $C_e(v, T \rightarrow \infty) \rightarrow 3RZ_a/2$ – значению для идеального газа электронов при полной ионизации атомов. В плазменной области теплоемкость $C_e(v, T)$ передает эффекты первой ионизации и поведение ионизованного металла, причем зависимость $\tau_1(v)$ учитывает понижение потенциала ионизации с ростом плотности плазмы. Температура T_1 характеризует первую ионизацию, σ_1 соответствует плотности перехода Мотта металл–диэлектрик, коэффициенты T_z и σ_z определяют, соответственно, температурную зависимость перехода от однократно ионизованного газа к полностью ионизованной плазме с зарядом иона $Z = Z_a$ и плотность, характерную для перехода металла в плазменное состояние.

Зависимость $\beta(T)$ отражает ряд особенностей коэффициента электронной теплоемкости: существование экстремума и предельных значений при низких (β_0) и высоких (β_1) температурах. Аналог коэффициента Грюнайзена $\Gamma_e(v, T)$ представлен с учетом асимптотик $\Gamma_e \rightarrow \Gamma_{e0}$ при $T \rightarrow 0$ и $\Gamma_e \rightarrow 2/3$ при $\sigma \rightarrow 0$, $T \rightarrow \infty$. Слагаемое с Γ_m позволяет учесть аномалию температурной зависимости $\Gamma_e(v, T)$ при $v \approx v_0$, детали которой описываются коэффициентами σ_e и σ_d . Свободные константы T_b и T_g задают температурный ход $\beta(T)$ и $\Gamma_e(v, T)$.

В общей сложности модель содержит ≈ 50 параметров, определяющих вид функциональной зависимости свободной энергии металла в широком диапазоне плотностей и температур. Однако прямое использование ее формул в компьютерных МГД расчетах может потребовать немалых затрат времени. Поэтому для ряда металлов созданы таблицы зависимостей $p(v, T)$, $\varepsilon(v, T)$, $C_v(v, T)$, $C_p(v, T)$ и других равновесных характеристик многофазного вещества. Следует отметить, что использование такого УРС в МГД расчетах в области холодного вещества налагает несколько более жесткие, чем обычный критерий Куранта, требования к выбору временного шага, и при их нарушении можно получить нефизические значения параметров.

5) Полуэмпирическое УРС для описания данных экспериментов по ударному сжатию сплошных и пористых металлов предложено в РФЯЦ-ВНИИТФ. Использовался подход получения всех термодинамических величин из свободной энергии, записанной как сумма хорошо определенных компонент. Ее вид для кристаллической фазы таков:

$$F(V, T) = F_{0e}(V) + F_{zp}(V) + F_H(V, T) + F_A(V, T) + F_{cond}(V, T) + F_M(V, T) + F_{ep}(V, T),$$

где V – объем; T – температура; F_{0e} – энергия кристалла при $T = 0$ при фиксированных положениях ядер в данном объеме; F_{zp} – энергия нулевых колебания ядер; F_H – квазигармоническая свободная энергия решетки; F_A – ангармоническая энергия решетки; F_{cond} – энергия тепловых возбуждений электронов проводимости; F_M – энергия магнитных возбуждений; F_{ep} – энергия электрон-фононного взаимодействия. Данное выражение позволяет получить все другие термодинамические характеристики: энтропия, давление, удельная внутренняя энергия, потенциал Гиббса, теплоемкость при постоянном объеме, теплоемкость при постоянном давлении, модуль всестороннего сжатия.

Разделение свободной энергии на независимые компоненты, разумеется, нестрого – все взаимодействия в кристалле реально взаимосвязаны. Тем не менее, предлагаемое выражение является, по-видимому, хорошей стартовой точкой, о чем свидетельствуют весьма успешные попытки построения на этой основе УРС ряда металлов – Fe, Al, Cu и др. Пример дан на Рис. 17. Для аппроксимации компонент свободной энергии использовались аналитические

выражения с подгоночными параметрами, подбиравшимися по экспериментальным данным, либо по расчетам из первых принципов. Трудность подгонки параметров состоит в том, что из-за недостатка необходимой информации для $T = 0$ приходится прибегать к экстраполяции, зачастую, по весьма широкому диапазону температур. Что касается расчетов из первых принципов, то их точность для описания кривой холодного сжатия металлов сегодня существенно возросла. Однако для железа некоторая погрешность расчетных данных для ГПУ-структуры при давлениях вблизи перехода ОЦК-ГПУ все же остается.

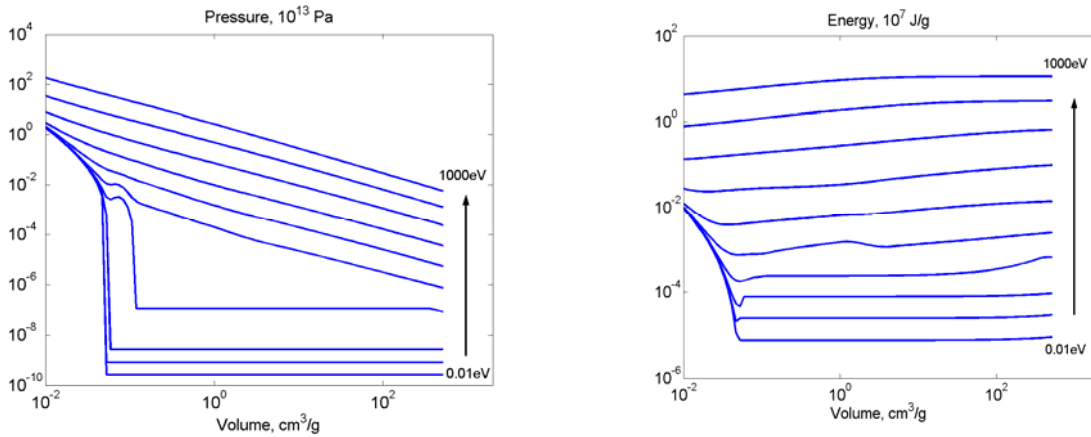


Рис.17. Зависимости давления и внутренней энергии вольфрама от удельного объема и температуры.

Для получения УРС в двухфазной области была создана программа расчета диаграмм плавления или полиморфного перехода. Параметры фаз определялись ею двумя способами: численным интегрированием уравнения Клапейрона-Клаузиуса и итерационным решением системы уравнений фазового равновесия. В настоящей версии программы улучшен алгоритм выбора точек на кривой равновесия, введена логарифмическая сетка температур. Для интегрирования уравнения Клапейрона-Клаузиуса взят метод Мерсона. Также, ввиду сложного хода линий раздела фаз, в этой версии реализована возможность расчета фазовой диаграммы в промежутке не только температур, но и давлений.

Построение фазовой диаграммы состоит из последовательного расчета кривых равновесия двух фаз. В основе условия механического $P_1 = P_2$, термического $T_1 = T_2$ и фазового $E_1 - T_1 S_1 + P_1 V_1 = E_2 - T_2 S_2 + P_2 V_2$ равновесия, а также термическое и калорическое УРС каждой из фаз и зависимость энтропий каждой из фаз от плотности и температуры

$$P = P_i(\rho_i, T), \quad E = E_i(\rho_i, T) + E_{0i}, \quad S = S_i(\rho_i, T) + S_{0i}.$$

Здесь $i = 1, 2$ – номер фазы, а E_{0i} и S_{0i} – аддитивные постоянные энергии и энтропии (для одной из фаз эти константы E_{01}, S_{01} обычно известны). Задача сводится к определению таких E_{02} и S_{02} , чтобы расчетная кривая равновесия $P(T)$ проходила через заданную точку (P_0, T_0) , а расчетная теплота фазового перехода при $T = T_0$ равнялась заданному значению Q_0 . Величины P_0, T_0 и Q_0 берутся из экспериментальных данных.

Перечисленные условия дают замкнутую систему уравнений

$$E_1(\rho_1, T_0) + E_{01} + Q_0 + P_0 / \rho_1 = E_2(\rho_2, T_0) + E_{02} + P_0 / \rho_2,$$

$$P_1(\rho_1, T_0) = P_0, \quad P_2(\rho_2, T_0) = P_0, \quad T_0 [S_2(\rho_2, T_0) + S_{02} - S_1(\rho_1, T_0) - S_{01}] = Q_0,$$

откуда определяются постоянные E_{02} и S_{02} и плотности фаз ρ_1 и ρ_2 при $P = P_0$ и $T = T_0$. Последнее из этих уравнений можно решать независимо от других:

$$S_{02} = Q_0 / T_0 + S(\rho_1, T_0) + S_{01} - S_2(\rho_2, T_0).$$

Найдя E_{02} и S_{02} , равновесные параметры фаз для любой температуры $T \neq 0$ можно определить из системы уравнений

$$E_2 - E_1 + E_{02} - E_{01} - T(S_{02} - S_{01}) - T(S_2 - S_1) + P(1/\rho_2 - 1/\rho_1) = 0, \quad P = P_1(\rho_1, T),$$

$$P = P_2(\rho_2, T); \quad E = E_1(\rho_1, T), \quad E = E_2(\rho_2, T); \quad S = S_1(\rho_1, T), \quad S = S_2(\rho_2, T).$$

Для большинства употребляемых на практике УРС $C_V \neq 0$ при $T = 0$. Из-за $S(T \rightarrow 0) \rightarrow -\infty$ последние уравнения теряют смысл при $T = 0$, и величина $T(S_2 - S_1) \rightarrow 0$, т.к. $S \sim C_V \ln T$ при $T \rightarrow 0$. Для таких УРС первое из данных уравнений при $T = 0$ можно записать в виде:

$$E_2 - E_1 + E_{02} - E_{01} + P(1/\rho_2 - 1/\rho_1) = 0.$$

Добавляя сюда уравнения $P = P_{1,2}(\rho_{1,2}, 0)$, $E = E_{1,2}(\rho_{1,2}, 0)$, получим замкнутую систему уравнений для определения равновесных параметров холодных фаз.

Другой путь расчета кривой равновесия состоит в интегрировании уравнения Клапейрона-Клаузиуса

$$dP/dT = (S_2 - S_1 + S_{02} - S_{01}) / (V_2 - V_1),$$

рассматриваемого как дифференциальное уравнение кривой равновесия. Исключая $S_2 - S_1 + S_{02} - S_{01}$, получим

$$dP/dT = [P(1/\rho_2 - 1/\rho_1) + E_2 - E_1 + E_{02} - E_{01}] / T \cdot (V_2 - V_1).$$

Для определения отсюда кривой равновесия не требуется знание энтропии, и в этом заключается преимущество такого пути. Но есть и серьезные недостатки:

- при $T = 0$ дифференциальное уравнение имеет на кривой равновесия особую точку;
- численное интегрирование приводит к накоплению погрешности.

Если кривая равновесия нужна в узком диапазоне температур, или с низкой точностью, как это бывает, например, при подборе констант уравнения состояния фаз, то второй способ вычисления предпочтительнее. Ввиду его меньшей точности при определении кривой равновесия вторым способом для одного из значений температуры T_{ctrl} делается контрольный расчет величины изотермической сжимаемости $B = -V(\partial_V P)_T$.

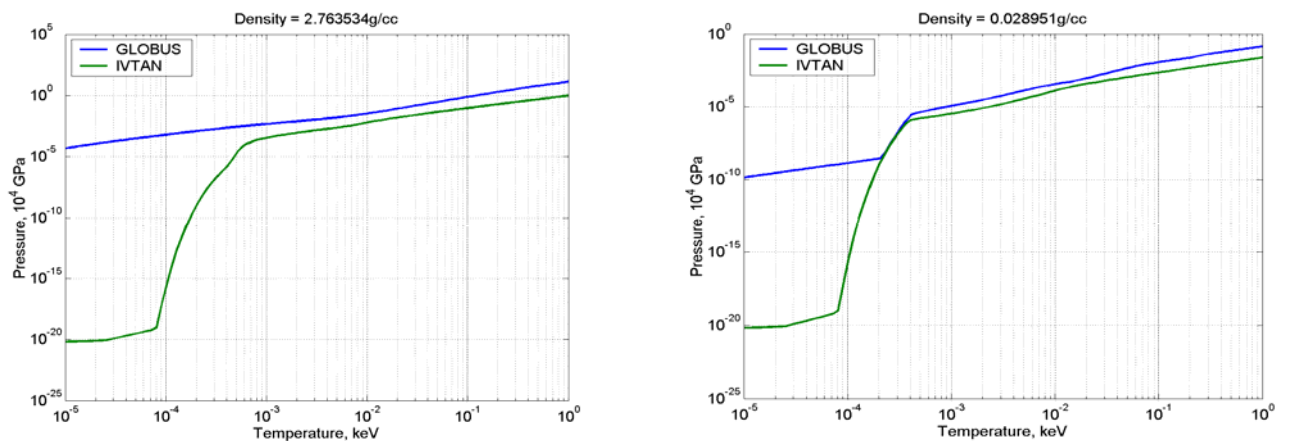


Рис.18. Зависимость давления от температуры для значений $\rho = 2.7 \text{ г/см}^3$ (слева) и 0.0029 г/см^3 (справа).

Для описания давления и удельной внутренней энергии в широком диапазоне плотностей и температур в программе было использовано широкодиапазонное УРС GLOBUS [66]. Оно сочетает в себе точность аппроксимации экспериментальных и теоретических данных, непрерывность и гладкость термодинамических функций, а также удовлетворяет условию нормальности вещества по Бете-Вейлю, необходимому для существования и единственности решения задач гидродинамики. Потенциальные и тепловые составляющие давления и энергии в нем представлены в табличной форме. Этим достигается экономичность использования УРС в расчетах. Табличная форма УРС позволяет достаточно просто повысить точность вычислений (путем сгущения таблиц) или вложить новое физическое содержание, изменив значения табличных функций. Для сравнения на Рис.18 приведены кривые, построен-

ные по УРС РФЯЦ-ВНИИТФ GLOBUS и ОИВТ РАН (данные любезно предоставлены К.В. Хищенко, ИТЭС ОИВТ) для Al.

Молекулярно-динамическое моделирование (МДМ)

МДМ, с одной стороны, дает возможность получить полное микроописание протекающих в материалах процессов, а с другой – описать систему в макротерминах, таких как температура, давление и пр. Поэтому его можно рассматривать как универсальный инструмент исследования быстропротекающих процессов. Такие процессы, в большей или меньшей степени, неравновесны, и при вычислении макрохарактеристик необходимо произвести усреднение по некоторой области пространства, содержащей достаточно много частиц. При работе с неравновесными системами для определения распределения давления, температуры и иных характеристик объем системы делится на множество элементарных объемов, каждый из которых должен содержать достаточно для усреднения с необходимой точностью количество частиц. За последние десять лет благодаря развитию компьютерной техники стали возможны МДМ исследования неравновесных процессов в системах, содержащих десятки миллионов атомов. Достижение достаточных размеров моделируемых систем, с одной стороны, и введение реалистических межатомных потенциалов, с другой, дали возможность МДМ преодолеть барьер, разделяющий качественное и количественное описание неравновесных процессов. В настоящее время при изучении быстропротекающих процессов в конденсированных средах МДМ ограничен временами ~ 100 пс и размерами системы порядка 100 нм.

В современных работах по МДМ можно выделить ряд направлений. Первое из них – это **исследование термодинамических свойств веществ**, включая УРС. В равновесном случае расчеты не требуют большого количества частиц, и при их числе $\sim 10^3$ давление, внутренняя энергия, температура и плотность могут быть определены с точностью $\sim 1\%$ (точность собственно МДМ расчетов). В остальном, точность расчетов термодинамики того или иного вещества определяется молекулярным потенциалом взаимодействия.

В расчетах потенциал взаимодействия может иметь довольно простую аналитическую форму и, несмотря на это, давать весьма неплохие количественные результаты. Например, – это парные потенциалы типа Леннарда-Джонса и \exp -6, очень хорошо описывающие свойства молекулярных газов, жидкостей и кристаллов. Применяются также более сложные аналитические потенциалы непарного характера, например, потенциал Терсоффа [67] для ковалентных систем кремний-углерод. Для описания свойств металлов используются потенциалы, построенные на основе модели встроенного атома (Embedded Atom Model) [68], а также модификации этой модели (MEAM) [69]. Такие потенциалы также имеют непарный характер и учитывают существование в металле электронной и ионной подсистем.

В подходе ЕАМ гамильтониан системы записывается в следующем виде:

$$H = K + V = K + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \phi(r_{ij}) + \sum_{i=1}^N U(\eta_i),$$

где $\phi(r_{ij})$ – парный потенциал, K – кинетическая энергия, $U(\eta_i)$ – так называемый ‘embedded’ потенциал, зависящий от эффективной координаты η_i . Он определяется в точке

расположения i -го атома через суперпозицию вкладов соседних атомов $\eta_i = \sum_{j=1}^N \rho(r_{ij})$, где

$\rho(r_{ij})$ – короткодействующая монотонно убывающая функция межатомного расстояния, локализованная в области нескольких координационных сфер. Последнее делает весьма эффективным вычисление η_i , а, следовательно, и потенциальной энергии V . По ней находится сила, действующая на i -тый атом

$$F_i = - \sum_{i \neq j}^N \left\{ \phi'(r_{ij}) + [U'(\eta_i) + U'(\eta_j)] \rho'(r_{ij}) \right\} \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}}.$$

Функции $\phi(r)$, $U(\eta)$, $\rho(r)$ рассчитываются заранее и задаются в табличном виде. В ходе МЕАМ учитывается зависимость приведенных функций не только от расстояния, но и от взаимного расположения всех атомов, находящихся внутри некой локальной области, то есть от ближнего порядка.

За последние пять лет возник и распространился подход, называемый Первопринципной Молекулярной Динамикой [70–71]. Суть его состоит в решении квантово-механической задачи для некоторой группы атомов внутри макроячейки (“макро” с точки зрения ММД) и нахождении сил, действующих на каждый атом. Далее производятся вычисления МДМ, после чего изменяются координаты и скорости частиц, и цикл повторяется.

Второе направление МДМ – это **исследование быстропротекающих процессов в материалах**. Теперь система неравновесна, и моделирование требует уже $\sim 10^8$ частиц. Много работ этого типа посвящено исследованию поведения материалов при ударно-волновом воздействии [71–72]. МДМ позволяет изучать профили ударных волн, упругопластические свойства материалов, динамическое разрушение, детонационные волны. В данном направлении существует, однако, и класс задач, не требующий большого числа частиц. Например, таковы МДМ оценки скорости химических реакций при заданных условиях [73].

Область метастабильных состояний

Метастабильные состояния возникают при фазовых переходах первого рода. Это – перегретая жидкость и переохлажденный пар при испарении и конденсации, аналогичные фазы при плавлении и кристаллизации, состояния в переходах в бинарных сплавах и т.д. Основное их отличие от стабильных фаз заключается в неполноте термодинамического равновесия и, как следствие, конечности времени жизни. Распад связан с неустойчивостью относительно флуктуационного образования зародышей и последующего развития новой, уже устойчивой, конкурирующей фазы. Область метастабильных состояний в переходе жидкость–пар заключена между бинодалию и спинодалию, область внутри последней не содержит даже относительно устойчивых состояний, обладая специфическими свойствами спинодального распада. Экспериментально установлено [74, 75], что по мере проникновения в эту область и приближения к спинодали наблюдается рост изотермической сжимаемости (уменьшение изотермической скорости звука $c_T = ((\partial_p p)_T)^{1/2}$), изобарной теплоемкости C_p , коэффициента теплового расширения. На спинодали наблюдается их сингулярное поведение [75], аналогичное поведению соответствующих восприимчивостей вблизи критической точки – единственной точки касания бинодали и спинодали. Поведение термодинамических параметров вещества около бинодали гораздо более ординарное. Показано [76], что переход изотермы через бинодаль хотя и характеризуется сингулярностью, но она настолько слаба, что имеется весьма мало шансов обнаружить ее экспериментально. Реализациям метастабильных состояний вблизи бинодали присуща высокая степень воспроизводимости.

Наиболее изучена область метастабильных состояний вблизи бинодали [74,77]. Здесь работают квазитермодинамические подходы, основанные на формуле Эйнштейна для флуктуаций энтропии к вычислению вероятности спонтанного образования зародыша новой фазы. Предполагается сферичность формы зародыша, возможность описания его поверхности с помощью коэффициента натяжения. Это позволяет найти величину энергетического барьера образования и критический размер зародыша, скорость его роста. Следующим шагом стало построение уравнений макрокинетики. Важнейшими здесь явились следующие результаты:

- кинетическое уравнение Френкеля-Зельдовича для функции распределения зародышей новой фазы по размерам [1,77] (подобный анализ различных случаев решения дан в [74], позже [78] получена иерархия временных масштабов на различных стадиях нуклеации);

- теория Лифшица-Слезова [79] коалесценции зародышей, описывающая кинетику роста зародышей при слиянии мелких образований в более крупные.

Широкий обзор многих тенденций в исследованиях метастабильных состояний представлен в [80]. Современные подходы к изучению метастабильных состояний связаны с использованием компьютерного моделирования: методы Монте-Карло и МДМ, 3D модели типа Изинга. Теоретический анализ ведется в нескольких направлениях:

- различные попытки реализации идеи о сокращенном описании статистических ансамблей вблизи бинадали (в частности, для построения обобщенных УРС),
- в области спинодали – вычисления квазикритических индексов, обобщающие известные для критической точки, исследование фрактальных структур, представляющих зародыши новой фазы при большом числе атомов.

Таким образом, и в метастабильной области, наиболее сложной в круге проблем ЭВП, имеются фундаментальные результаты, которыми можно воспользоваться для моделирования.

Транспортные коэффициенты

Известно, что ЭВП эффективно преобразует первичную электромагнитную энергию в иные виды, в частности, в излучение образующейся плазмы. В связи с актуальностью подобных задач был построен ряд моделей имеющих здесь место явлений. Важной их частью является описание переноса различных физических субстанций. При этом принято различать низкотемпературную неидеальную плазму, относя к ней жидкий металл и его пары, классическую равновесную и высокотемпературную неидеальную плазму.

В качестве несложной модели, пригодной для оценок и простых расчетов, интересна модель проводимости [81]. Она дает единообразное описание в двух областях состояний: плазменной, где преобладает рассеяние электронов на отдельных ионах, и металлической, где электроны взаимодействуют с фононами. К решению задачи о таком переносе привлекается уравнение Больцмана со специально подобранным потенциалом взаимодействия.

Удобная для расчетов широкодиапазонная модель проводимости и тесно связанной с ней электронной теплопроводности представлена в статье [82]. В ней предложены аналитические формулы для среднего заряда ионов и коэффициентов переноса в диапазоне плотностей ионов плазмы $10^{18} \div 10^{25} \text{ см}^{-3}$ и температур $10^{-2} \div 10^3 \text{ эВ}$. В расчете использована модель ионизационного равновесия Саха, учтены неидеальность и квантовое вырождение электронной компоненты, поправки на взаимодействия между ионами введены в рамках дебаевского приближения. Для среднего заряда ионов $Z(\rho, T)$ авторы приняли формулу вида $Z(\rho, T) = \max(Z_1, Z_2)$, в которой функции Z_1 и Z_2 описывают два вида ионизации – давлением и термоионизации. В области низкой ионизации $Z < 10^{-3}$ данная формула не работает.

Расчет коэффициентов переноса переноса тока и тепла был проведен с помощью решения кинетического уравнения в τ -приближении для лоренцева газа. В частности, коэффициент электропроводности был найден в виде

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau^\sigma ; \quad \tau^\sigma = 0.22 \frac{m_e^{1/2} (1.5 T + \varepsilon_F)^{3/2} \bar{\gamma}_e(Z)}{Z^2 n_i e^4 \Lambda S(0) [1 - 0.6 T / (T + \varepsilon_F)]},$$

где $n_{e,i}$ – концентрации частиц плазмы, $\bar{\gamma}_e(Z)$ – фактор учета e-e-рассеяния, обобщенный на случай вырождения, $S(0)$ – статический структурный форм-фактор металла при нулевой передаче импульса. Кулоновский логарифм определялся через дебаевский радиус r_D , максимальное расстояние l сближения электрона с ионом, дебройлевскую длину λ волны электрона и среднее межчастичное расстояние R :

$$\Lambda = 0.25 \ln \left\{ 1 + \left[\frac{4\pi \max(r_D, R)}{\lambda + \xi(\epsilon_F, T)l} \right]^4 \right\}.$$

Численные коэффициенты найдены путем подгонки под эксперимент. Аналогичные формулы написаны для коэффициента электронной теплопроводности. Сравнение результатов с данными эксперимента [83] показало, что несмотря на расхождения, модель [82] превосходит по точности многие другие, где рассогласование достигает 8 порядков.

Иная модель проводимости, удобная для вычислений в широком диапазоне плотностей и температур, предложена в [84]. В основе лежит решение кинетического уравнения (τ -модель) при достаточной малости градиентов температур и электрического поля. Учтены влияние сильного магнитного поля и различие времен релаксации электронов в твердой, жидкой и плазменной фазах. Для плазмы зависимость частоты электрон-ионных столкновений от радиуса кулоновского взаимодействия вычислена по квантовой теории рассеяния для потенциала Томаса-Ферми. Она описывает вырождение электронов и дебаевское экранирование, влияние ион-ионного взаимодействия и рассеяния электронов нейтралами. Для твердой и жидкой фаз средний пробег электронов вычислен с учетом плавления по модели Томаса-Ферми. Коэффициенты электро- и тепло- проводности были найдены по формуле Блоха-Грюнайзена для моновалентных металлов.

Модель применима для частично ионизированной и частично невырожденной плазмы произвольного состава. Транспортные коэффициенты получены из решения уравнения Больцмана в приближении времени релаксации. Их описывает функция $A(\omega_{ce}\tau, \mu/T)$, где ω_{ce} и τ – циклотронная частота и время релаксации импульса электрона, μ – химический потенциал. Для слабого магнитного поля функция A зависит только от μ/T и записывается в виде отношения полиномов с легко вычисляемыми коэффициентами. Для произвольного магнитного поля функция A затабулирована. Такая модель, не учитывая e - e -рассеяние, завышает электропроводность при низких Z . Для больших Z модель согласуется с формулами Спитцера и Брагинского в области высоких температур и низких плотностей и уточняет их в области низких температур и высоких плотностей. Тем не менее, в последнем случае согласие с экспериментом плохое. Это показали измерения [85], проведенные для Al и Cu в интервале температур $1 \div 3$ эВ и плотностей от $1/5$ ее значения в твердом состоянии до 0.02 г/см³. Несогласие, достигавшее 1–2 порядков, было существенно.

В связи с этим были проведены квантово-статистические расчеты проводимости [86], в основу которых была положена уточненная модель взаимодействия электрона с нейтральными атомами в области низких ионизаций вещества. Помимо нейтралов и 1-кратно заряженных ионов были учтены также состояния с 2- и 3-кратной ионизацией. Важную роль в этих расчетах играет поляризация нейтрального пара в полях заряженных частиц, наблюдающаяся при температурах ниже $2\pi\alpha I_1 n_a$ (α и I_1 – поляризуемость и потенциал первой ионизации нейтральных атомов, n_a – их плотность). Известно [65], что из-за нее в плотном паре образуются ионные и электронные кластеры. В общем случае их влияние на проводимость различно. Поляризационное притяжение, уплотняя пар вблизи иона, способно перевести его в состояние жидкой капли. Энергетическая выгода такого перехода ведет к увеличению числа кластерных ионов, влияя на возникновение электронных кластеров. Оно идет в процессе взаимодействия электронов с тепловыми флуктуациями поляризованной ими среды. В результате него при определенных условиях образуется самосогласованная потенциальная яма с дискретным уровнем. Захватываясь на него, электроны теряют прежде высокую подвижность (автолокализация), что и понижает проводимость. В этих процессах поляризация ведет к понижению потенциала ионизации пара, что связанному с проявлением перехода Мотта проводник–диэлектрик. Расчеты [86] показали важность всей совокупности учтенных типов кластеров в протекании этого процесса в расширенных металлах при температурах ниже $2 \div 3$ эВ. Они позволили в дальнейшем [87] уточнить модель Мура-Ли [84] в области параметров

вещества, отвечающих переходу Мотта, приведя ее к хорошему согласию с экспериментами [85]. Для описания перехода Мотта здесь применены соображения работы [88]. Результаты расчетов представлены на Рис. 19.

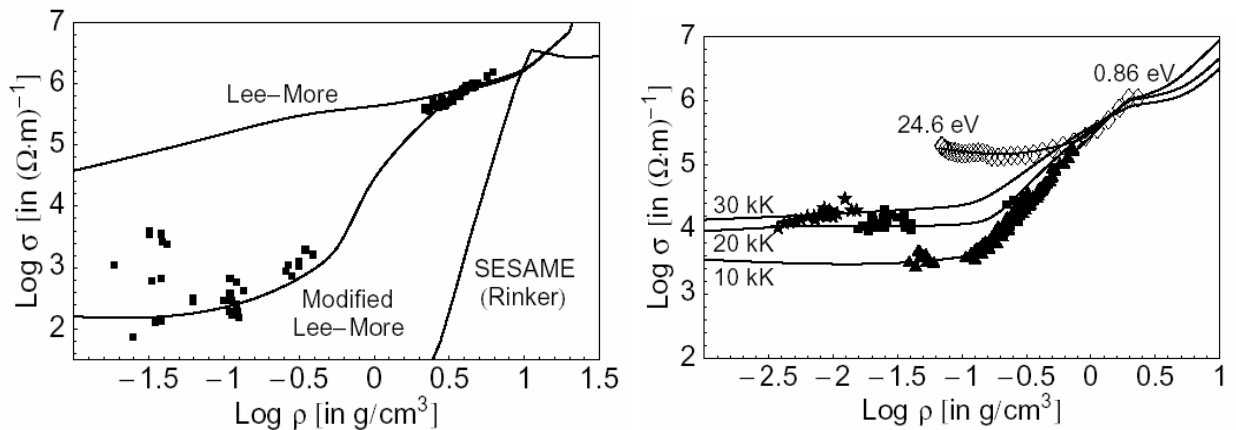


Рис. 19. Сравнение рассчитанных и измеренных проводимостей для Cu при $T = 6$ кК и Al при $T = 10, 20$ и 30 кК [87].

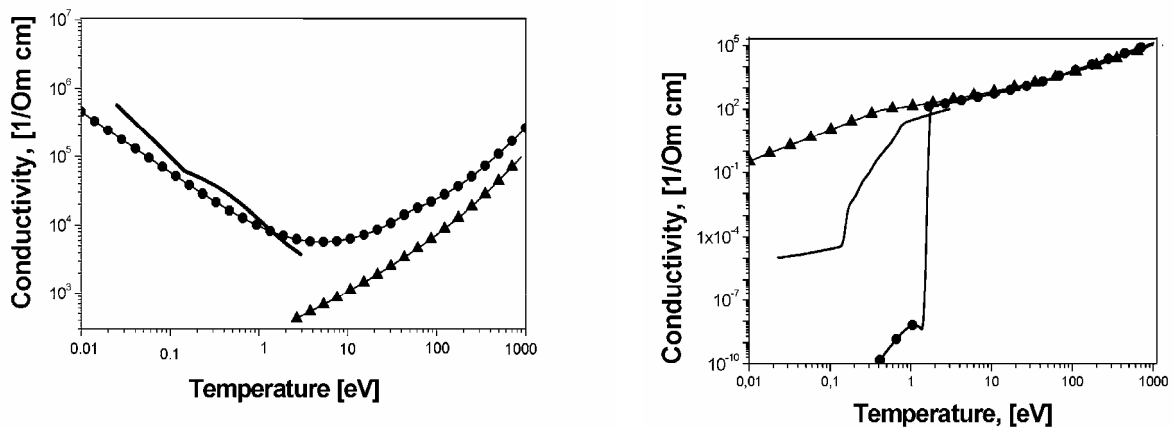


Рис. 20. Проводимость меди с плотностью 8.9 г/см³ (слева) и 10^{-3} г/см³ (справа). Сплошная линия – модель [89], ● – модель [82], ▲ – модель Спитцера.

В работе [89] предложена модель расчета коэффициентов переноса в зависимости от параметров плазмы, которая в низкотемпературной области $T < 1$ эВ исходит из феноменологических соображений. В их основе лежат эмпирические зависимости, теплопроводность и перенос излучения не учитываются. Проводимость в этой области состояний определена из сопоставления МГД расчетов и экспериментальных результатов. В области умеренных температур $T = 1 \div 20$ эВ состав плазмы описывается моделью Томаса-Ферми с поправками, а при высоких температурах $T > 20$ эВ – корональной моделью. Последняя учитывает ионизацию электронным ударом, диэлектронную рекомбинацию, фоторекомбинацию и рекомбинацию в тройных соударениях. Коэффициенты переноса были рассчитаны по полуклассической теории. Разработаны стационарный и нестационарный варианты модели (в области плотностей ионов $n_i \leq 10^{18}$ см⁻³ важно учесть нестационарность процесса из-за того, что время установления стационарного состояния здесь соизмеримо с временем существования плазмы; для $n_i \geq 10^{20}$ см⁻³ нестационарность не играет существенной роли).

Интересно сравнить модели расчета коэффициента электропроводности металлов Бакулина-Лучинского [89] и Беспалова-Полищука [82]. На Рис. 20 показана зависимость коэффициента проводимости от температуры для меди при нормальной плотности и на 4 порядка ниже (минимальное значение плотности в расчете составляло 10^{-5} г/см³). При самых низких плотностях в холодной области более адекватной оказывается модель Бакулина-Лучинского, а при температуре выше 10 эВ все модели выходят на спитцеровскую асимптотику.

Важно отметить, что при расчете в двухфазной области состояний возникает проблема выбора способа усреднения проводимостей случайно распределенных в объеме жидкого металла σ_1 и пара σ_g . Нередко применяется простое усреднение по соответствующим долям объема $1 - x$ и x . Но, как показывает эксперимент, двухфазное вещество керна пенообразно. Здесь могут быть лучше применимы соображения Киркпатрика, предложившего ряд моделей проводимости структурированных случайно неоднородных сред [90]: решетки сопротивлений, принимающих с заданной вероятностью одно из двух значений (в нашем случае это – σ_1 и σ_g). Для произвольной решетки, в которой каждый узел имеет N связей со своими ближайшими соседями, модель эффективной среды дает:

$$(N/2 - 1) z^2 + [(1 - x) N/2 - 1 - y (1 - x N/2)] z - y = 0, \quad \text{где } \sigma/\sigma_1 = z, \quad \sigma_g/\sigma_1 = y.$$

Отсюда имеем

$$z = Y + (Y^2 + y/2)^{1/2}, \quad \text{где } Y = [(1 - x) N/2 - 1 - y (1 - x N/2)] / (N - 2).$$

Для $y = 0$ оказывается $z = [(1 - x) N/2 - 1] / (N/2 - 1)$, и проводимость исчезает при $x = 1 - 2/N$ ($x = 2/3$ для кубической решетки $N = 6$). Это выглядит более разумным, чем $x = 1$ при простом объемном усреднении.

Кроме проводимости для описания процессов ЭВП нужен еще целый ряд транспортных коэффициентов, определяющих перенос тока и тепла, а также вязкость вещества. Для плазменного состояния, где важно влияние магнитного поля, имеются коэффициенты, найденные Брагинским [91] путем решения кинетических уравнений методом Энского–Чепмена. Позже Жданов [92] получил их в 13-мометном приближении метода Грэда. При переходе к холодной области состояний эти результаты следует шить с известными для металлов и их паров формулами. Усреднение этих коэффициентов в двухфазной области можно ввести как обычное объемное среднее (процедура Киркпатрика, базирующаяся на законах Кирхгофа, отражает специфические черты проводимости).

Ионизационно-рекомбинационные характеристики вещества

Предыдущее обсуждение показало важность процессов ионизации и рекомбинации в определении свойств вещества. В расчете термодинамических и транспортных свойств учитывался равновесный ионизационный состав плазмы. Важность неравновесного изменения состава вещества иллюстрирует пример [93] исследования разлета в вакуум плазменного сгустка сложного химического состава. Принималось, что в ходе ионизационно-рекомбинационных процессов в плазме устанавливается ЛТР. Исходные температуры T_e и T_i были взяты равными, ионизационные состояния определялись по Саха. Учитывались неупругие процессы – ионизации e -ударом и тройная рекомбинация. Было обнаружено, что в процессе разлета температура электронов уменьшается медленнее, чем ионов. Это объясняется тем, что освобожденная в процессе рекомбинации энергия передается быстрее всего электронам, затем – ионам и, в конечном счете, превращается в энергию направленного движения тяжелых частиц. В результате охлаждения плазмы скорость движения границы устанавливается. При разлете электроны и ионы рекомбинируют, скорость процесса со временем уменьшается из-за падения плотности и заряда ионов. Т.о., возникает термодинамически неравновесная плазма с концентрацией заряженных частиц значительно выше ее равновесного значения, определяемого формулой Саха. Такая ситуация качественно напоминает имеющую место при ЭВП в разлете вещества, испаренного с поверхности металла.

В начальный момент распределение ионов с атомным номером Z_a по зарядам Z определялось потенциалами ионизации $I_Z^{Z_a}$. Рекомбинация ослабляла зависимость зарядового состава плазмы от потенциалов ионизации: условия ее протекания зависят не от вида ионов, а от их зарядов. Однако параллельно имел место противоположный процесс ионизации, скорость которой зависит от потенциала ионизации $\sim \exp(-I_Z^{Z_a}/T_e)$. Результаты расчетов свидетельствуют

ют о том, что такая модель удовлетворительно описывает распределение в плазме 1-, 2- и 3-зарядных ионов. Остаточное содержание ионов с номерами $Z > 3$ описано нестрого, т.к. уравнения гидродинамики усредняются по объему плазмы.

Простейшая нестационарная модель основана на уравнении кинетики среднего заряда

$$\frac{dZ}{dt} = (R_{\text{ion}} - R_{\text{rec}}) Z$$

с кинетическими коэффициентами $R_{\text{ion,rec}}$ скоростей процессов ионизации и рекомбинации. Обычно это – фото- и ударный электронный процессы ионизации и фото- и 3-частичный механизмы рекомбинации. Нередко фотоионизацию опускают, в таком виде коэффициенты приведены в работе [94]. В них требуется еще учесть зависимость энергии ионизации от Z . В редкой плазме для этого вполне достаточна интерполяция данных для свободных ионов, но в плотной плазме следует еще учесть поправки на снижение порога ионизации и "исчезновение" верхних уровней под влиянием ионных микрополей. Пример таких поправок дают работы [95], обсуждение связанных с ними физических вопросов дано в книге [65]. В частности, эти поправки непосредственно связаны со сменой состояний проводник–диэлектрик (холодная ионизация давлением), со сдвигом и уширением спектральных линий в плотном веществе.

Оптические характеристики вещества

В общем случае описание переноса излучения в среде требует решения сложного кинетического уравнения [1], нуждающегося в подробной информации об оптических свойствах вещества. Численные методы его решения (сферических гармоник, квазидиффузии, многогрупповые и др.), требуя больших вычислительных ресурсов, не всегда применимы в МГД задачах [96]. Поэтому на начальном этапе моделирования целесообразно использовать диффузионное приближение, свойства среды в котором описываются лишь двумя параметрами – усредненными по Планку и Росселанду длинами пробега фотонов. Такой подход в применении к плотной плазме был проанализирован в работе [97].

Простейший подход к расчетам диффузии излучения связан с использованием полуэмпирических аппроксимаций планковского и росселандова пробегов. Примером последних служат работы [98], в которых пробеги аппроксимированы одночленными степенными зависимостями от температуры и плотности. Диапазоны применения лежат в пределах: 30 эВ – 1 кэВ, $10^{-1} - 10$ г/см³ [Tsakiris&Eidman] и 50 эВ – 10 кэВ, $10^{-3} - 10^3$ г/см³ [Minguez et all.]. Излучение в оставшейся холодной области малозначимо для динамики ЭВП, и эти данные оказываются вполне достаточными для расчетов плазмы взрывающихся проволочек. Привлекательной чертой такого подхода является его простота: при проведении МГД расчетов требуется лишь задать небольшое число эмпирических постоянных. Для ряда металлов они приведены в [98].

Кроме эмпирических аппроксимаций разрабатываются теоретические модели. Один из наиболее продвинутых таких подходов описан в главе 5 книги [60]. В общем случае здесь можно получить спектральные характеристика взаимодействия излучения с веществом, а также их усреднения по Планку и Росселанду, рассчитать сдвиги и уширения спектральных линий. В расчетах побегов учитываются поглощение в спектральных линиях, фотоионизация, обратное тормозное, а для формы линий – доплер-эффект, электронное и ионное уширение. В расчетах используются методы типа Хартри-Фока, что требует огромного объема вычислений. Поэтому в конкретных МГД расчетах целесообразно использовать заранее подготовленные таблицы оптических свойств среды.

Несколько отличен подход [99], основанный на использовании метода функционала плотности. При выводе уравнений Томаса-Ферми и Хартри-Фока-Слэтера таким путем здесь удается провести точное суммирование по части состояний возбужденных атомов и ионов, что существенно сказывается на точности и объеме вычислений.

2.2 МГД модели ЭВП

Современные МГД методы расчета могут дать достаточно подробное описание взрыва, если известны транспортные коэффициенты (по крайней мере, нужна электропроводность) и УРС взрываемого металла в диапазоне сжатий $10^{-3} < \delta = \rho/\rho_0 < 1$ (ρ_0 – начальная плотность металла) и удельных внутренних энергий $\varepsilon < 20\div 30$ эВ/атом.

В статье [100] был предложен метод расчета электрических цепей с включенными взрывающимися проводниками, позволяющий проводить 1D МГД расчет поведения проволочек в течение всего разряда. В ней опущены теплопроводность и вязкость, а также токи смещения. Система уравнений была сведена к законам сохранения массы (уравнение неразрывности), импульса (– движения) и энергии плюс квазистационарные уравнения Максвелла (E – электрическое, H – магнитное поля, $d = 1, 2$ – размерность):

$$\frac{dr}{dt} = v, \quad \frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^{d-1}} \partial_r (r^{d-1} v) = 0, \quad \rho \frac{dv}{dt} = -\partial_r p - \frac{\sigma}{c} E H, \quad \frac{\rho}{m_i} \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\sigma}{c} E^2;$$

$$\frac{1}{c} \frac{d}{dt} (r^{d-1} \frac{H}{\rho}) = \frac{r^{d-1}}{\rho} \partial_r E, \quad E = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{1}{r^{d-1}} \partial_r (r^{d-1} H).$$

Расчеты велись для медных проводников. Взятые УРС описывало 2-фазную область состояний пар–жидкость, проводимость задавалась зависимостью $\sigma(T, \delta)$. Удовлетворительное совпадение с экспериментом достигалось при учете связи этой зависимости с фазовым состоянием вещества. Разница между расчетными и экспериментальными значениями амплитуд тока $I(t)$ и напряжения $V(t)$ была $< 10\%$. Из-за неучета в УРС плавления получался несколько более ранний взрыв проводников, чем это наблюдалось в эксперименте.

Анализ расчетов дал следующее представление о механизме ЭВП. В начале разогрева вещества состояния в различных точках проводника были близки друг к другу, их область примыкала к бинадали. Для ЭВП в воздухе в момент, когда гидродинамическое давление сравнялось с магнитным, поверхностные слои проводника быстро испарялись и разлетались. При ЭВП в плотной среде разлет внешних слоев сдерживался, и параметры состояния вещества распределялись радиально более однородно, а весь проводник достигал большей тепловой энергии, оставаясь в 1-фазной области. На поздних стадиях взрыва плотность выравнивалась по радиусу, при взрыве в плотной среде выравнивалась также и удельная тепловая энергия вещества. Разлет до малых плотностей вел к снижению проводимости и, если не был израсходован весь запас энергии накопителя, – к восстановлению тока после минимума.

В работе [101] была предложена более полная модель поведения проводника под действием импульса тока. Она основана на системе уравнений динамики упругопластических деформаций и Максвелла. При этом, как и в МГД, пренебрегалось токами смещения. Для описания упругопластических деформаций была выбрана релаксационная модель Максвелла, содержащая непрерывный переход среды из упругого в пластическое и в жидкое состояние. Полная система уравнений состоит из законов сохранения импульса, энергии, уравнений упругопластичности и диффузии магнитного поля. Рассматривался проводящий цилиндр с текущим по нему переменным током $I(t) = I_{\max} \sin \omega t$. Это соответствует волновому сопротивлению контура существенно больше омических сопротивлений как контура, так и проводника. Система уравнений замыкалась заданием УРС, времени релаксации τ , коэффициентов электропроводности $\sigma(\rho, S)$ (S – энтропия) и теплопроводности $\kappa(\rho, S)$. УРС интерполировалось по формулам, взятым из работы [102]. Проводимость меди определялась зависимостью $\sigma = \sigma_0 (T_0/T)(\rho/\rho_0)^4$, $\sigma_0^{-1} = 1.7 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Время релаксации бралось из [103]. Параметры проводника и электрического контура подбирались так, чтобы плавление началось вблизи максимума тока первого полупериода. Было проведено три серии расчетов: 1) время магнитной диффузии в несколько раз меньше времени нагрева и эффекты скинирования малы, 2) скин-эффект уже заметен, 3) он весьма существен.

Ряд закономерностей, выявленных в этих расчетах, вполне объясним в рамках локально-равновесной модели, т.е. – в модели идеальной упруго сжимаемой жидкости в пределе κ и $\tau \rightarrow 0$. Профиль плотности тока во всех сериях расчетов согласуется с имеющимися качественными представлениями о природе взрыва. Максимум электрического поля всегда находится на границе. В случае сильного скинирования на профилях проводимости и плотности тока в основном сказывается зависимость $T(r)$; при более медленном нагреве, когда температура по радиусу почти однородна, зависимости $\sigma(r)$ и $j(r)$ определяются распределением плотности. Профили плотности и давления формируются под влиянием сжимаемости и термических напряжений. По окончании переходных процессов возникает почти параболический профиль давления. Давление в центре достигает 5 кбар, что на порядок больше магнитного давления, обусловленного пондеромоторными силами. Все рассматриваемые распределения имеют значительные радиальные градиенты.

Однако, модель сжимаемой жидкости все же неудовлетворительна. По ней и после окончания импульса тока напряженное состояние продолжает существовать в течение еще ≈ 1 мкс, хотя их последствие – изгибная неустойчивость – формируется к моменту времени ≈ 100 мкс. Кроме того, уже через ≈ 10 мкс сильно перегревается центр проводника, что не соответствует эксперименту. В этой связи представляется естественным при введении вязкости использовать максвелловскую модель релаксации сдвиговых напряжений в вязкоупругой среде. Такая модель описывается запаздывающей связью между механическими напряжениями σ и деформацией ε

$$\sigma + \tau_s \frac{d\sigma}{dt} = \tau_s E \frac{d\varepsilon}{dt},$$

где E – модуль упругости Юнга. В пределе времени релаксации $\tau_s = 0$ имеем вязкое течение, $\tau_s = \infty$ – упругую деформацию. Параметр τ_s не остается постоянным для различных режимов деформации, уменьшаясь с ростом скорости деформации. Вводя зависимость $\tau_s = \tau_s(\sigma, T)$ (T – температура), схема Максвелла дает полное описание процесса деформации с учетом как импульсного характера нагрузки, так и нагрева материала в ходе деформации. Это равносильно использованию наряду с упругим модулем (первой) вязкости $\mu_s = \tau_s E$.

Достоинством модели Максвелла служит единообразное рассмотрение непрерывного во времени процесса деформации без деления на упругую и пластическую стадии. Как следствие, вязкость поменяла характер распределения напряжений при практически неизменных профилях температуры, плотности тока и проводимости. Эффект запаздывания образования изгибной неустойчивости теперь контролировался сдвиговой релаксацией. Новая модель описала также характер зависимости сопротивления проводника от введенной в него энергии, отмеченный в экспериментальных работах [7,13]. Путем подбора времени τ_s модель позволила также обеспечить такое давление на поверхности проводника, чтобы сдвинуть точку начала кипения к моменту взрыва, определяемому экспериментально.

Наряду с вязкоупругой также рассмотрена модель релаксации давления со второй (объемной) вязкостью [104]. Тем самым предполагается нарушение стандартной гипотезы о локальном термодинамическом равновесии, положенной в основу вывода обычных уравнений гидродинамики (в частности, это может быть важно в метастабильной области и вблизи нее). В этом случае вводят неравновесную добавку \tilde{p} к статическому давлению \bar{p} (оно описывается УРС), для которой аналогично модели Максвелла постулируется соотношение

$$p = \bar{p} + \tilde{p}, \quad \tilde{p} + \tau_v \frac{d\tilde{p}}{dt} = -\mu_v \operatorname{div} \mathbf{v}.$$

В [104] использован родственный подход Леонтовича-Мандельштамма, и введена зависимость неравновесного давления от параметра, описывающего кинетику развития дефектов

сплошности металла. Этот параметр, выбранный как $\xi = \ln \rho^* / \rho$, где ρ^* – значение плотности при равновесной концентрации дефектов, описывается уравнением

$$\frac{d\xi}{dt} = \text{div } \mathbf{v} - \frac{\xi}{\tau},$$

а зависимость от него неравновесных давления и температуры

$$p = \rho^2 (\partial_\rho E^{(0)})_S + (\partial_\rho M)_S \xi^2 / 2 - \rho M \xi, \quad T = (\partial_S E^{(0)})_\rho + (\partial_S M)_\rho \xi^2$$

получается из разложения в ряд выражения внутренней энергии $E(\rho, S, \xi) = E^{(0)}(\rho, S) + M(\rho, S) \xi^2 / 2$. Вид функции $M(\rho, S) = \partial_\xi^2 E(\rho, S, 0)$ устанавливается из соображений термодинамики необратимых процессов и решения задачи о волнах малой амплитуды в жидкости с релаксацией дефектов. В итоге неравновесные значения давления и температуры отличаются от тех, что возникают при равновесном описании металла, существенно сказываясь на прохождении фазовой траектории процесса относительно бинадали и спинодали.

Менее сложна модель ЭВП, предложенная в [105]. Это – 1D МГД код с электропроводностью, описываемой по модели [106]. Учтены различные фазы состояния материала: твердая, жидкая, газообразная либо смесь этих фаз. Проведенные расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными данными [107] на начальной стадии ЭВП.

Быстрый джоулев нагрев и одновременное магнитное обжатие вещества электрически взорванных тонких проволок ведут к образованию плотной горячей плазмы. Модели, необходимые в этом случае, содержат подробное описание процессов в плотной плазме. В статье [108] приведены расчеты и экспериментальные исследования плазмы, образующейся при взрыве медных проволок в воде и в вакууме. Скорость нарастания тока составила $dl/dt \approx 10^{12}$ А/с, диаметр исследуемых образцов был $d_w = 20 \div 50$ мкм. Модель, построенная как обобщение [100], включала систему 1D МГД уравнений, в которой уравнение баланса энергии, в отличие от [100], было дополнено вкладами электронной теплопроводности и потерь на излучение в приближении оптически тонкой среды. Проводимость определялась как в [100] по расчетно-экспериментальным зависимостям для различных фаз. В области температур $T > 1$ эВ были использованы УРС типа модели Томаса-Ферми; в плазме брался классический коэффициент электронной теплопроводности, в области металла он вычислялся по закону Видемана-Франца. Усредненные по Планку пробеги фотонов определялись по потерям на обратно тормозное поглощение и фотоионизацию в приближении равновесия Саха.

Расчет показал, что в воде проволока взрывается через $10 \div 15$ нс после начала тока, после чего внешняя граница разряда, сдерживаемая давлением воды, движется со скоростью $\approx 10^5$ см/с. Дальнейшее увеличение тока ведет к быстрому нагреву без заметного ускорения разлета. В течение всего процесса ЭВП локальные характеристики (плотность, температура, энерговыход и др.) были распределены по сечению равномерно. Прогрев за время импульса тока ≈ 100 нс большой массы вещества вокруг проволоки затруднен из-за большой разницы значений коэффициентов переноса.

ЭВП в вакууме особо интересен как источник мягкого рентгеновского излучения. Эксперимент показывает, что начало рентгеновского импульса отвечает максимуму тока, а доза излучения зависит от формы токового импульса. Однако расчеты, проведенные в предположении прозрачности среды, показали, что описание процесса взрыва слабо чувствительно к точности задания коэффициентов поглощения. Так, при изменении коэффициента поглощения на порядок в обе стороны от его равновесного значения выход излучения менялся всего только на $20 \div 40\%$. Как расчетным путем, так и экспериментально была обнаружена сильная зависимость дозы мягкого рентгеновского излучения от массы взрываемого вещества. Так, при увеличении массы проводника вдвое, доза излучения уменьшилась в $3 \div 5$ раз. В целом, заложенные в расчет УРС и проводимость обеспечили качественно достаточное описание

тепловых и электрических свойств плазмы взорванного медного проводника в области $T < 50$ эВ и $\rho < 0.01$ г/см³.

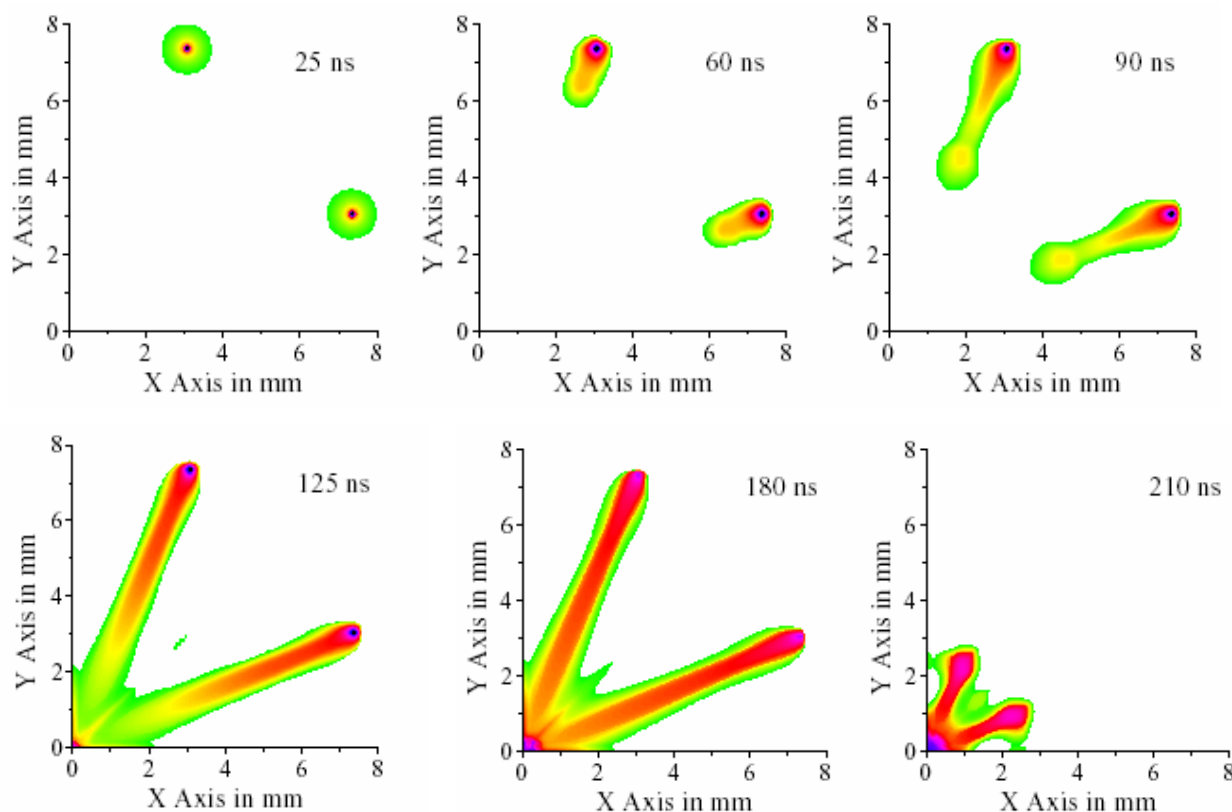


Рис. 21. Пример 2D(r, θ)-моделирования процесса срыва плазменной короны с холодных плотных ядер многопроволочной сборки.

В современных исследованиях на наиболее крупных установках большое внимание уделяется генерации мощных импульсов рентгена. При планировании подобных экспериментов велика роль расчетов и положенных в их основу моделей. Так, на основании расчетов в [109] было предложено увеличить с десятков до сотен число взрываемых в лайнере проволочек, уменьшив их диаметр. Это вызвало новую волну активности в изучении ЭВП, но, как уже говорилось, надежды оправдались лишь частично: несмотря на увеличение выхода рентгена эффективность вложения энергии оказалась низкой. Было установлено [29], что вместо единой цилиндрической оболочки здесь идет формирование отдельных протяженных языков плазмы, исходящих от отдельных проволочек. Это явилось одним из побуждений изучения проблемы "холодного старта" разряда. Данную ситуацию удачно воспроизвели расчеты [110] в $r-\theta$ -геометрии (пример на Рис. 21).

В основе [110] лежала 2D(r, z) МГД модель [111]. В ней еще не было полного описания "холодного старта". Игнорируя сложную кинетику фазовых превращений и процессы пробоя пара, было принято, что с самого начала продукты испарения металла находятся в плазменном состоянии (фактический перенос начала расчета к более позднему моменту времени). В расчете ионизации использовалась достаточно подробная томас-фермиевская модель среднего иона, а также предположение о локальном термодинамическом равновесии. Транспортные коэффициенты определялись по формулам Спитцера и Брагинского, в частоту столкновений вводилась важная в короне аномальная добавка.

Численное 1D моделирование начальной стадии быстрого взрыва W проволочки с учетом возникновения наряду со стабильными также и метастабильных состояний было проведено в [112]. В расчете было использовано полуэмпирическое УРС ОИВТ РАН, позволившее

описать эффекты плавления и испарения. Учитывалась лишь изотропная деформация среды. Расчет велся только в области металла $r < a$, на внешней границе которой в законах сохранения были учтены квазистационарное относительное движение пара и влияние магнитного поля на фазовый переход:

$$p_a + \rho_a v_b^2 = p_g + \rho_g v_g^2, \quad \mu_a + \int_0^a \frac{jB}{\rho} dr + v_b^2/2 = \mu_g + v_g^2/2 = \mu_0 ;$$

$$(\kappa \partial_r T)_a = \rho v_b (\Lambda - \alpha T_a), \quad v_b = c_{s0} \exp(-\Lambda/T_a); \quad \rho_g v_g = \sqrt{\frac{p_a - p_g}{1/\rho_a - 1/\rho_g}}.$$

Здесь индекс g означает отношение к пару, a – к металлу на поверхности $r = a$ раздела фаз, Λ и v_b – удельная теплота и скорость волны испарения, μ_0 – химпотенциал на оси. Возле бинодали добавленные члены существенно влияют на отклонение параметров жидкости p_a и μ_a от равновесных значений. Транспортные коэффициенты определялись так: проводимость вычислялась по эмпирической зависимости $\sigma = \sigma_0 (\rho/\rho_0)^\delta / [1 + \beta(T - T_0)]$, взятой из [113], а электронная теплопроводность связывалась с нею законом Видемана-Франца. Коэффициенты β и δ зависели от фазового состояния, при плавлении вводилась эффективная проводимость $\sigma_{\text{eff}} = (1-x)\sigma_s + x\sigma_l$ (x – объемная доля жидкости).

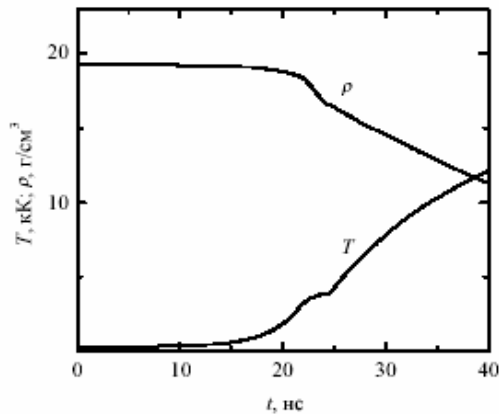


Рис. 22. Зависимость от времени температуры и плотности на поверхности W проволочки диаметра 15 мкм.

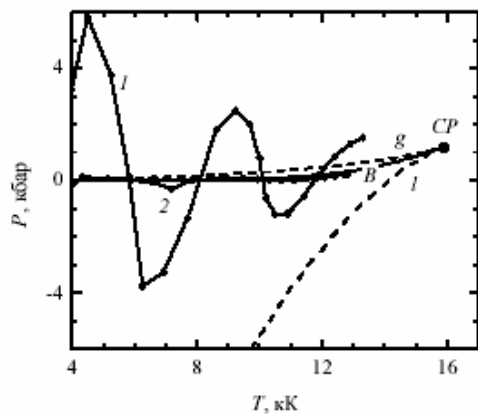
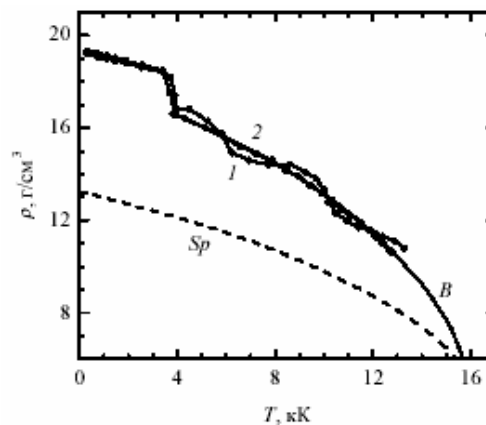


Рис. 23. Траектории эволюции состояний осевого (1) и внешнего (2) слоев проводника на p - T - и ρ - T -плоскости: B – бинодаль с критической точкой (CP), g и l – газовая и жидкостная ветви спинодали (Sp).



Пример расчета представлен на Рис. 22. При плавлении плавное до того изменение T_a и ρ_a испытывает излом, а затем быстро приближается к бинодали. Дальнейшее сильно зависит от темпа нагрева. Согласно оценкам гомогенной нуклеации [74] время τ_n флуктуационного возникновения центров объемного кипения составляет 10 нс (масштаб рассматриваемой динамики) при скорости 10^6 К/с. В данном случае темп нагрева 10^{12} К/с был выше, и в течение времени $< \tau_n$ после прохождения бинодали жидкая фаза находилась в метастабильном со-

стоянии. Выраженные слабо на поверхности, эти состояния отчетливо проявлялись вблизи оси после прихода сюда фронта плавления. Возникновение в расчете перегретой жидкости демонстрирует Рис. 23: после отражения от оси фронта деформации, рожденного процессом плавления, давление на оси падает до больших отрицательных значений, характерных для растянутой жидкости. Далее этот фронт разгрузки успевает неоднократно пробежать расстояние от оси до поверхности и обратно, каждый раз заходя в область метастабильных состояний вещества. При этом плотность тока оказывается практически однородной в сечении проводника, что совсем непохоже на распределение тока при наложении запрета на заход в метастабильную область. Расчет также позволил оценить роль испарения вещества с поверхности металла: всего за время нагрева до 14 кК успело уйти около 5% вещества.

Родственные проблемы, связанные с импульсным воздействием магнитного поля

Импульсное воздействие магнитного поля на проводник вызывает процессы, аналогичные взрыву при непосредственном пропускании тока по проводнику. В статье [114] исследуется быстрая деформация тонких $d = 1$ мм алюминиевых цилиндров под действием импульса магнитного давления. Испытуемые образцы устанавливались соосно с индуктором. Его поле B_i было распределено равномерно в зазоре индуктор–цилиндр. Деформация, поначалу развивавшаяся медленно, затем превращалась в быстрое расширение, приводящее к разрыву цилиндра с возникновением дуг в местах разрывов. Поле вне цилиндра достигало максимума раньше, чем ток, когда поле B_c внутри соленоида еще возрастало. Эти явления были вызваны быстрым увеличением зазора между соленоидом и цилиндром. Движение стенки цилиндра в ряде случаев отличалось от чисто инерционного, и было необходимо принять во внимание прочностные свойства материала. Наиболее простую зависимость напряжений от деформаций дает реологическая модель Прандтля. Однако для легких образцов в начальной стадии движения был замечен сдвиг экспериментальных точек в сторону запаздывания от расчетных кривых. Этот сдвиг увеличивается по мере роста поля. Его абсолютная величина была близка к погрешности измерений. Это потребовало учесть эффект запаздывания между механическими напряжениями и деформацией с помощью модели Максвелла.

В статье [115] было исследовано расширение проводящего тонкостенного цилиндра, находящегося в конденсированной фазе. Такой процесс возможен и при ЭВП. В сверхсильном магнитном поле нагрев стенки возможен благодаря "самовозбуждению" азимутального тока, который, индуцируясь в стенке при ее движении, растет с увеличением скорости. Уравнение движения стенки цилиндра аналогично уравнению, рассмотренному в [110], но данной работе в правой части уравнения рассматривается азимутальное напряжение σ_θ и радиальная составляющая электромагнитной силы f_r . Принимается, что азимутальная j_θ и аксиальная j_z составляющие плотности тока постоянны по толщине стенки. Тогда $f_r = (j_\theta B_z - j_z B_\theta)h$, где h – толщина цилиндра, где \mathbf{B} – индукция магнитного поля. В сильном аксиальном магнитном поле второй член пренебрежимо мал. Расчеты по данной модели показывают, что при тепловом расширении оболочки в сильном поле развивается своеобразная неустойчивость: чем быстрее идет расширение, тем больший ток индуцируется в оболочке и тем интенсивнее идет джоулев нагрев, приводящий к расширению. Возникает сингулярность – неограниченный рост тока за конечное время.

Действие сильного осевого магнитного поля также можно описать, используя модель упругого тела при E и $\rho = \text{const}$. Сингулярный режим реализуется и здесь, несмотря на действие силы электромагнитного торможения. Режим самовозбуждения азимутального тока интересен тем, что, несмотря на противодействие упругой и электромагнитной сил, он позволяет разогнать оболочку до состояния с ускорением стенки, ограниченным лишь инерцией.

Заключение

Во второй части обзора собран материал о существующих моделях ЭВП и положенных в основу их построения представлениях о свойствах вещества. Проведенное рассмотрение позволяет выделить следующее:

- В широкодиапазонных расчетах ЭВП наиболее полное описание холодной области позволяют получить полуэмпирические УРС ИВТАН и ВНИИТФ. В области ионизации вещества УРС ИВТАН целесообразно срастить с моделью Баско, более приспособленной к расчетам плазмы. Другое ограничение этого УРС связано с предположением о полном равновесии электронов и ионов и невозможностью в нынешней его форме разделить тепловую часть давления на соответствующие компоненты (холодная часть давления выделяется без проблем). Ввиду типичной неравновесности электронов и ионов даже в металлическом состоянии (см. далее) это порождает некоторую неконтролируемую погрешность в расчете. Возможно, она сказывается в расчетах перехода Мотта. И, наконец, УРС ИВТАН предъявляет дополнительные требования к выбору шага при использовании явных схем, т.к. большой шаг опасен возможностью выхода в область нефизических значений параметров вещества. Таких недостатков лишена модель Колгатина-Хачатурянца, но она менее детальна в холодной области. Перспективным для дальнейших разработок видится совместное с МДМ использование МГД моделей.
- Среди транспортных коэффициентов наиболее важной для описания ЭВП является проводимость вещества. Как наиболее перспективные для широкодиапазонных расчетов можно выделить модели Мура-Ли (с поправками в холодной области, связанные с переходом Мотта), Беспалова-Полищука (здесь полезно внести такого рода поправки) и Бакулина-Лучинского. Для проводимости в двухфазной области возникает специфическая проблема усреднения свойств вещества, усложненная структурированностью среды типа жидко-паровой пены. Другие свойства, видимо, менее чувствительны к способу усреднения, и для них допустимо привычное объемное среднее.
- Проведенные расчеты ЭВП свидетельствуют о важности процессов в холодной области состояний вещества. При учете упругопластических деформаций и фазовых переходов большую роль могут играть неравновесные явления, такие как вязкоупругость и релаксация давления.
- Расчеты ЭВП также свидетельствуют о высокой роли метастабильных состояний в процессе испарения металла. С этим же тесно связан один из путей возникновения ионных кластеров в паре вокруг формирующегося ядра. Последнее может оказаться весьма важным в процессе пробоя пара и образования плазменной короны с перебросом в нее тока из ядра.
- Важную роль играют также свойства вещества, связанные с холодной ионизацией (переход Мотта). В первую очередь это – взаимодействие электрон–нейтрал, ответственное здесь за проводимость и понижение потенциала ионизации. С ними связаны как процессы кинетики ионизации, так и проводимости в области границы ядро–корона. Оптические проявления возмущения (сдвиги и уширения спектральных линий, появление непрерывного спектра) средой не столь важны в холодной области из-за малой роли излучения. В плотном паре ядра взаимодействие электрон–нейтрал выражается через атомную поляризуемость, имеющую высокие значения для многих металлов. Последнее обуславливает большие значения сечений такого взаимодействия и, как следствие, низкую проводимость пара в области перехода Мотта. В практических расчетах, использующих явные схемы, это проявляется в значительном снижении (на порядок и более по сравнению с ситуацией без учета подобного эффекта) временного шага, поскольку последний в большинстве случаев определяется диффузией магнитного поля. Как следствие, резко растет требование к вычислительной мощности компьютера, и в случае ее недостатка приходит-

ся искусственно снижать значение поляризуемости. Кроме того, как уже говорилось, расчет температур и давлений в области перехода Мотта предъявляет дополнительные требования к УРС.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Наука. 1966.
- [2] П. Кальдиурола, Г. Кнопфель (ред.). *Физика высоких плотностей энергий*. М.: Мир, 1974.
- [3] W.G. Chase, H.K. Moor, editors. *Exploding wires*. N.Y.: Plenum press. V.1, 1959; V.2, 1964; V.3, 1965; V.4, 1968.
- [4] F.D. Bennet. *High temperature exploding wires*. In: *Progress in high-temperature physics and chemistry*, N-Y, Pergamon Press, 2, 1-63, 1968.
- [5] В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, А.В. Лучинский. *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках*. Энергоатомиздат: 1990.
- [6] С.В. Лебедев. *ЖЭТФ*. Т. 32, с. 199 (1957).
- [7] А.И. Савватимский, С.В. Лебедев. *УФН*. Т. 144, с. 215 (1984).
- [8] W.M. Conn. *Zs. Angew. Phys.* Bd. 7, S. 656 (1955).
- [9] И.Ф. Кварцхава, А.А. Плюто, А.А. Чернов, В.В. Бондаренко. *ЖЭТФ*. Т. 30, с. 42 (1956).
- [10] К.Б. Абрамова, В.П. Валицкий, Ю.В. Вандакулов, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. *ДАН СССР*. Т. 167, с. 778 (1966); К.Б. Абрамова, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. *ЖЭТФ*. Т. 69, с. 2007 (1975).
- [11] Н.В. Гревцев, В.Д. Золотухин, Ю.М. Кашурников, В.А. Летягин. *ПМТФ*. № 2, с. 85 (1974).
- [12] В.М. Кульгавчук, Г.А. Новоскольцева. *ЖТФ*. Т. 36, с. 549 (1966).
- [13] А.П. Байков, А.М. Искольдский, Ю.Е. Нестерихин. *ЖТФ*. Т. 43, с. 136 (1973).
- [14] М.М. Мартынюк. *ЖТФ*. Т. 44, № 6, с. 1262 (1974); *ЖТФ*. Т. 48, № 7, с. 1482 (1978).
- [15] А.П. Байков, А.Ф. Шестак. *Письма в ЖТФ*. Т. 5, с. 1355 (1979).
- [16] В.В. Иванов. *Теплофиз. выс. температур*. Т. 21, с. 146 (1983).
- [17] W.G. Chase. *Phys. Fluids*. V. 2, p. 230 (1959).
- [18] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе. *Физика сильноточных электроразрядных источников света*. М.: Атомиздат, 1976.
- [19] Н.Н. Столович. *Электровзрывные преобразователи энергии*. Минск: Наука и техника, 1983.
- [20] Г.В. Иваненков, А.И. Самохин. *Наносекундный взрыв проволочек в вакуумном диоде сильноточного ускорителя*. Препринт № 80. М.: ФИАН, 1984.
- [21] Б.Л. Борович, В.С. Зуев, В.А. Катулин, Л.Д. Михеев, Ф.А. Николаев, О.Ю. Носач, В.Б. Розанов. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1978.
- [22] Ф.А. Николаев, В.Б. Розанов, Ю.П. Свириденко. *Тр. ФИАН*. Т. 76, с. 36 (1974).
- [23] В.А. Бойко, С.М. Захаров, А.А. Коломенский и др. *Письма в ЖТФ*. Т. 8, с. 129 (1982).
- [24] R.B. Spielman, C. Deeney, G.A. Chandler, M.R. Douglas, D.L. Fehl, M.K. Matzen, D.H. McDaniel, T.J. Nash, J.L. Porter, T.W.L. Sanford, J.F. Seaman, W.A. Stygar, K.W. Struve, S.P. Breeze, J.S. McGurn, J.A. Torres, D.M. Zagar, T.L. Gilliland, D.O. Jobe, J.L. McKenney, R.C. Mock, M. Vargas, T. Wagoner, and D.L. Peterson. *Phys. Plasmas*. V. 5, p. 2105 (1998).
- [25] C. Deeney, C.A. Coverdale, M.R. Douglas, T.J. Nash, R.B. Spielman, K.W. Struve, K.G. Whitney, J.W. Thornhill, J.P. Apruzese, R.W. Clark, J. Davis, F.N. Beg, and J. Ruiz-Camacho. *Phys. Plasmas*. V. 6, p. 2081 (1999).
- [26] T.W.L. Sanford, R.E. Olson, R.L. Bowers, G.A. Chandler, M.S. Derzon, D.E. Hebron, R.J. Leeper, R.C. Mock, T.J. Nash, D.L. Peterson, L.E. Ruggles, W.W. Simpson, K.W. Struve, and R.A. Vesey. *Phys. Rev. Lett.* V. 83, p. 551 (1999).
- [27] T.J. Nash, M.S. Derzon, G.A. Chandler, R. Leeper, D. Fehl, J. Lash, C. Ruiz, G. Cooper, J. F. Seaman, J. S. McGurn, S. Lazier, J. Torres, D. O. Jobe, T. Gilliland, M. Hurst, R. Mock, P. Ryan, D. Nielson, J. Ar-

- mijo, J. McKenney, R. Hawn, D. Hebron, J.J. McFarlane, D. Peterson, R. Bowers, W. Matsuka, and D. D. Ryutov. *Phys. Plasmas*. V. 6, p. 2023 (1999).
- [28] D. B. Reisman et al. *Bull. Am. Phys. Soc.* V. 43, p. 1909 (1998).
- [29] S.V. Lebedev et al. *Phys. Rev. Lett.* V. 81, p. 4152 (1998).
- [30] D.H. Kalantar, and D.A. Hammer. *Phys. Rev. Lett.* V. 71, p. 3806 (1993).
- [31] Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, В.М. Романова, В. Степневски В., Д. Хаммер, Т.А. Шелковенко. *ЖЭТФ*. Т. 114, с. 1216 (1998) [*JETP* 87, 663, 1998].
- [32] Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А. и др. *Письма в ЖТФ*. Т. 8, с. 1060 (1982) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* 8, 456, 1982].
- [33] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. R. Mingaleev, and D. A. Hammer. *Rev. Sci. Instrum.* V. 70, p. 667 (1999).
- [34] T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, S.A. Pikuz, K.M. Chandler, and D.A. Hammer. *Rev. Sci. Instrum.* V. 72, p. 667 (2001).
- [35] D.B. Sinars, S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, K.M. Chandler, D.A. Hammer. *Rev. Sci. Instr.* V. 73, p. 2948 (2001).
- [36] T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer. *Proc. of SPIE*. G.A. Kyrala, J-C Gauthier, editors. V. 4, p. 180 (2001).
- [37] S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, D.A. Hammer, S.V. Lebedev, S.N. Bland, Yu. Skobelev, J.A. Abdallah, C.J. Fontes, and H.L Zhang. *JQSRT*. V. 71, p. 581 (2001).
- [38] S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer. *Proc. of SPIE*. G.A. Kyrala, J-C Gauthier, editors. V. 4, p. 234 (2001).
- [39] A.I. Erko, V.V. Aristov, and B. Vidal. *Diffraction X-ray Optics*. IOP, Bristol, 1996, Chap. 4.
- [40] Yu.A. Agafonov et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* V. 18, p. 533 (1992).
- [41] S.A. Pikuz, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, K.M. Chandler, D.A. Hammer, I.Yu.Skobelev, G.V. Ivanenkov, and W. Stepniewski. *PRL*. V. 89, No. 3, 035003(4) (2002).
- [42] S.A. Pikuz, V.M. Romanova, N.V. Baryshnikov, Min Hu, B.R. Kusse, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, D.A. Hammer. *Rev. Sci. Instr.* V. 72, p.1098 (2001).
- [43] S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, A.R. Mingaleev, and D.A. Hammer, and H.P. Neves. *Phys. Plasmas*. V. 6, p. 4272 (1999).
- [44] S.A. Pikuz, G.V. Ivanenkov, T.A. Shelkovenko, D. Hammer. *JETP Lett.* V. 69, p. 377 (1999).
- [45] Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A. *Phys. Rev. Lett.* V. 83, p. 4313 (1999).
- [46] С.Ю. Гуськов, Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, В.В. Никишин, С.А. Пикуз, В.Б. Розанов, В. Степневски, В.Ф. Тишкин, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер. *Физика плазмы*. Т. 26, с. 797 (2000) [*Plasma Physics Reports*. 26, 745, 2000].
- [47] G.V. Ivanenkov, A.N. Lebedev, S.A. Pikuz, and S.M. Zakharov. *Preprint No. 210*, P. N. Lebedev Physics Institute, 1989.
- [48] D. Mosher, J.R. Boller, P.P. Hinshelwood et al. *Bull. Am. Phys. Soc.* V. 43, p. 1642 (1998).
- [49] D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, J.B. Greenly, D.A. Hammer. *Phys. Plasmas*. V. 7, p. 1555 (2000).
- [50] D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, Min Hu, V.M. Romanova, K.M. Chandler, J.B. Greenly, D.A. Hammer, B.R. Kusse. *Phys. Plasma*. V. 7, p. 429 (2000).
- [51] D.B. Sinars, Min Hu, K.M. Chandler, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, J.B. Greenly, D.A. Hammer, B.R. Kusse. *Phys. Plasmas*. V. 8, p. 216 (2001).
- [52] K.M. Chandler, D.A. Hammer, D.B. Sinars, S.A. Pikuz and T.A. Shelkovenko. *IEEE Trans. Plasma Sci.* V. 30, p. 577 (2002).
- [53] Мартынюк М.М., Пантелейчук О.Г. *Теплофиз. выс. температур*. Т. 14, с. 1201 (1976).
- [54] Vorob'ev V.S., Malysenko S.P. *ЖЭТФ*, 1997, т. 111, с. 2016; *Phys. Rev. E.*, 1997, v. 56, p. 3959; В.С. Воробьев, С.П. Мальшенко, С.И. Ткаченко, В.Е. Фортов. *Письма в ЖЭТФ*, т. 75, с. 445 (2002) (*JETP Letters*, v. 75, p. 373).
- [55] С.Б. Кормер, А.И. Фунтиков, В.Д. Урлин, А.Н. Колесникова. *ЖЭТФ*. Т. 42, с. 686 (1962).

- [56] Л.В. Альтшулер, А.В. Бушман, В.Е. Фортов, И.И. Шарипджанов. Сб.: *Численные методы механики сплошной среды*. Т. 7, № 1, с. 5 (1976).
- [57] Д.А. Киржниц. *УФН*. Т.104, с. 489 (1971).
- [58] Д.А. Киржниц, Ю.Е. Лозовик, Г.В. Шпатаковская. *УФН*. Т.117, с. 3 (1975); S. Lundqvist, N.H. March, editors. *Theory of the inhomogeneous electron gas*. N.Y.: Plenum press. 1983; Г.В. Синько. Сб.: *Математическое моделирование. Физико-химические свойства вещества*. С. 197. М.: Наука, 1987.
- [59] Н.Н. Калиткин. *Математическое моделирование*. Сб.: *Физико-химические свойства вещества*. С. 114. М.: Наука, 1987; А.Ф. Никифоров, В.Г. Новиков, В.Б. Уваров. Там же, с. 162.
- [60] А.Ф. Никифоров, В.Г. Новиков, В.Б. Уваров. *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы*. М.: Физ.-мат. лит. 2000.
- [61] Ю.А. Котов, А.В. Лучинский. Сб.: *Физика и техника мощных импульсных систем*. С. 189, 1987.
- [62] С.Н. Колгатин, А.В. Хачатурьянц. *Теплофиз. выс. температур*. Т. 20, с. 1750 (1982).
- [63] М.М. Баско. *Теплофиз. выс. температур*. Т. 23, с. 483 (1985).
- [64] А.В. Бушман, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов. *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергий*. Черноголовка: ИХФЧ РАН. 1992.
- [65] В.Е. Фортов, И.Т. Якубов. *Неидеальная плазма*. М.: Атомэнергоиздат. 1994.
- [66] А.Т. Сапожников, П.Д. Гершук, Е.Л. Малышкина, Е.Е. Миронова, Л.Н. Шахова. *ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов*. 1991. Вып.1.
- [67] J. Tersoff. *Phys. Rev. B*. V.37, p. 6991 (1988).
- [68] M.S. Dew, M.I. Baskes. *Phys. Rev. B*. V. 29, p. 6443.
- [69] M.I. Baskes. *Phys. Rev. B*. V. 46, p. 2727 (1992).
- [70] J.D. Kress, S. Mazevet, L.A. Collins. In Proc.: *Shock Compression of Condensed Matter-2001*, edited by M.D. Furnish et. al., AIP Conference Proceedings 620, NY, 2002, p. 91; P. Blottiau, S. Mazevet, J.D. Johnson, J.D. Kress, L.A. Collins. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*. Saint-Malo, France 2003, V. 2, p.227; M.P. Desjarlaist, R.W. Lemke. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*. Saint-Malo, France 2003, V. 2, p. 231; В.В. Дремов, М.А. Воробьева. *Химическая физика*. Т. 19, № 2, с. 82 (2000).
- [71] V.V. Dremov, M.A. Vorob'eva. In: *Proc. of the 22nd International Symposium on Shock Waves*. Imperial College, London, 1999, p. 73.
- [72] B.L. Holian. *Phys. Rev. A*. V. 37, p. 2562. (1988); B.L. Holian, P.S. Lomdahl. *Science*. V. 280, p. 2085 (2000); K. Kadau, T.C. Germann, P.S. Lomdahl, B.L. Holian. *Science*. V. 296, p.1681 (2002); T.C. Germann, B.L. Holian, P.S. Lomdahl. In: *Shock Compression in Condensed Matter-1999*, edited by M.D. Furnish, L.C. Chhabildas and R. S. Hixson, AIP Conference Proceedings 505, NY, 2000, p. 297; V.V. Dremov, S.A. Sapozhnikov, M.A. Smirnova. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*, Saint-Malo, France 2003, V.1, p.331.
- [73] К.Ф. Гребенкин, А.Л. Жеребцов, А.Л. Кутепов, В.В. Попова. *Труды VI Забабахинских научных чтений*. Снежинск, 2001.
- [74] В.П. Скрипов. *Метастабильная жидкость*. М.: Наука, 1972.
- [75] В.П. Скрипов, А.В. Скрипов. *УФН*. Т. 128, с. 193 (1979).
- [76] А.Ф. Андреев. *ЖЭТФ*. Т. 45, с. 2064 (1963).
- [77] Я.И. Френкель. *Кинетическая теория жидкостей*. Л.: Наука, 1975.
- [78] А.П. Гринин, Ф.М. Куни, А.К. Щекин. *Теоретич. и математ. физ.* Т. 52, с. 127 (1982).
- [79] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. *ЖЭТФ*. Т. 35, с. 479 (1958); J.M. Lifshitz, V.V. Slyozov. *J. Phys. Chem. Sol.* V. 19, p. 35 (1961).
- [80] В.Г. Бойко, Ч.-Й. Могель, В.М. Сысоев, А.В. Чалый. *УФН*. Т. 161, с. 77 (1991).
- [81] Н.Б. Волков. *ЖТФ*. Т.49, № 9, с. 2000 (1979).
- [82] И.М. Беспалов, А.Я. Полищук. *Письма в ЖТФ*. Т. 15, № 2, с. 4 (1989).
- [83] G.R. Gathers. *Thermophys.* No. 4, p. 209 (1983).
- [84] R.M. More, Y.T. Lee. *Phys. Fluids*. V. 5, No 27, p. 1273 (1984).
- [85] A.W. DeSilva, J.D. Katsourous. *Phys. Rev. E*. V. 57, No 5, p. 5945 (1998).

- [86] R. Redmer. *Phys. Rev. E*. V. 59, No 1, p. 1073 (1999); S. Kuhlbrodt, R. Redmer. *Phys. Rev. E*. V. 62 (2000).
- [87] M.P. Desjarlais. *Contrib. Plasma Phys.* V. 41, No. 2-3, p. 267 (2001).
- [88] A. Likalter. *Physica Scripta*. V. 54, p. 644 (1996).
- [89] А.В. Лучинский, В.В. Лоскутов. *Одномерная магнито-радиационно-гидродинамическая модель электромагнитного ускорения быстрых лайнеров*. Препринт № 4, СО АН СССР, Томский филиал, 1986.
- [90] S. Kirkpatrick. *Rev. Mod. Phys.* V. 45, p. 574 (1973).
- [91] С.И. Брагинский. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 1, с. 205. М.: Атомиздат, 1963 (Braginsky S.I. In: *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich. Consultants Bureau, New York, 1980. V. 1).
- [92] В. М. Жданов. *Явления переноса в многокомпонентной плазме*. М.: Энергоатомиздат, 1982.
- [93] В.И. Держиев, А.Ю. Захаров, Г.И. Рамендик. *ЖТФ*. Т.48, № 9, с.1877 (1978).
- [94] И.Г. Бейгман, Л.А. Вайнштейн, А.В. Виноградов. *Астроном. журн.* Т. 46, с. 985 (1969).
- [95] В.С. Волокитин, И.О. Голосной, Н.Н. Калиткин. *Изв. ВУЗов*, сер. "Физика". 1995, No 4, с. 11.
- [96] Б.Н. Четверушкин. *Математическое моделирование задач динамики излучающего газа*. М.: Наука, 1985.
- [97] Ю.В. Афанасьев, Е.Н. Гамалий, В.Б. Розанов. *Тр. ФИАН*. Т. 132, с. 10 (1982).
- [98] G.D. Tsakiris, K. Eidman. *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer*. V. 38, p. 353 (1987); E. Minguez, R. Munoz, R. Ruiz, Y. Yague. *Laser and Particle Beams*. V. 17, p.799 (1999).
- [99] Н.Ю. Орлов. *Физика плазмы*. Т. 25, с. 700 (1999); Н.Ю. Орлов, В.Е. Фортов. *Физика плазмы*. Т. 27, с. 45 (2001).
- [100] Ю.Д. Бакулин, В.Ф. Куропатенко, А.В. Лучинский. *ЖТФ*. Т. 46, № 9, с. 1963 (1976).
- [101] В.Н. Доровский, А.М. Искольдский, Е.И. Роменский. *ПМТФ*. № 4, с. 10 (1982).
- [102] С.К. Годунов, Н.С. Козин, Е.И. Роменский. *ПМТФ*. № 2 (1974).
- [103] С.К. Годунов, В.В. Денисенко и др. *ПМТФ*. № 5 (1975).
- [104] А.М. Искольдский, Е.И. Роменский. *ПМТФ*. № 2 (1984).
- [105] L. Baker. *Appl. Phys.* V. 51, No 3, p. 1439 (1980).
- [106] T.L. Burgess. *Technical report*. Lawrence Livermore Laboratory, 1976.
- [107] N. Chace, M. Ernstene, A. Tollestrup, F.N. Webb. In: [1], V. 2. Plenum, New York, 1962.
- [108] Р.Б. Бакшт, И.М. Дацко, А.Ф. Коростылев, В.В. Лоскутов, А.В. Лучинский, А.А. Чертов. *Физика плазмы*. Т. 9, с. 1224 (1983).
- [109] T.W.L. Sanford, G.O. Allshouse, B.M. Marder et al. *Phys. Rev. Lett.* V. 77, p. 5063 (1996).
- [110] J.P. Chittenden, S.V. Lebedev, A.R. Bell et al. *Phys. Rev. Lett.* V. 83, p. 100 (1999).
- [111] J.P. Chittenden, R. Aliaga-Rossel, S.V. Lebedev et al. *Phys. Plasmas*. V. 4, p. 4309 (1997).
- [112] С.И. Ткаченко, К.В. Хищенко, В.С. Воробьев, П.Р. Левашов, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов. *Теплофиз. выс. температур*. Т. 39, с. 728 (2001).
- [113] Г. Кнопфель. *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. М.: Мир, 1972.
- [114] В.П. Князев, Г.А. Шнеерсон. *ЖТФ*. Т. 40, № 2, с. 360 (1970).
- [115] Г.А. Шнеерсон. *Письма в ЖТФ*. Т. 23, № 11, с. 10 (1997).
- [116] T.W. Hussey, N.F. Roderick, R. Faehl. *J. Appl. Phys. Lett.* V. 33, p. 230 (1978).
- [117] В.Ф. Дьяченко. *Ж. вычисл. матем. и мат. физ.* Т. 5, с. 680 (1965).
- [118] M.W. Evans, F.H. Harlow. *Los Alamos Sci. Lab. Rept. LA-2139*. Los Alamos: 1957.
- [119] О.М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов. *Метод крупных частиц в газовой динамике*. М.: Наука, 1982.
- [120] В.Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 8, с. 164. М.: Атомиздат, 1974 [In *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich. Consultants Bureau, New York, 1980. V. 8].
- [121] K. Jach, E. Wlodarczyk *J. Tech. Phys. (Polish)*. V. 27, p. 85 (1986).
- [122] K. Jach, editor. *Komputerowe modelowanie dynamicznych oddziaływan ciał metoda punktów swobodnych* (In Polish). Warsaw: PWN, 2001.

- [123] Г.В. Иваненков, В. Степневски. *Физика плазмы*. Т. 22, с. 528 (1996) [*Plasma Physics Reports*. 22, 479, 1996].
- [124] А. Бартник, Г.В. Иваненков, Л. Карпински, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, В.Степневски., Т.А. Шелковенко, К. Ях. *Квантовая электроника*. Т. 33, с. 230 (1994) [*Quantum Electronics*. 24, 169, 1994].
- [125] G.V. Ivanenkov, and W. Stepniewski. *J. Moscow Phys. Soc.* V. 9, p. 337 (1999).
- [126] Г.В. Иваненков, В.Степневски. *Физика плазмы*. Т. 26, с. 24 (2000) [*Plasma Physics Reports*. 26, 21, 2000].
- [127] С.А. Пикуз, Г.В. Иваненков, Т.А. Шелковенко, Д. Хаммер. *Письма в ЖЭТФ*. Т. 69, с. 349 (1999) [*JETP Lett.* 69, 377, 1999].
- [128] С.Ю. Гуськов, Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, Д. Хаммер, Т.А. Шелковенко. *Письма в ЖЭТФ*. Т. 67, с. 531 (1998) [*JETP Lett.* 67, 559, 1998].
- [129] G.V. Ivanenkov, A.R. Mingaleev, S.A. Pikuz, V.M. Romanova, W. Stepniewski, D.A. Hammer, T.A. Shelkovenko. In: *Dense Z-pinchs*, Proc. 4-th Int. Conf., Vancouver: 1997. N.Y.: AIP, p. 253.
- [130] Г.В. Иваненков, В.Степневски. *Физика плазмы*. Т. 28, с. 499 (2002) (*Plasma Physics Reports*, 2002, v. 28, p. 457).
- [131] W. Stepniewski, M. Scholz, B. Bienkowska et all. *Problems of Atomic Science and Technology. Series Plasma Physics*. 2002, v. 8, No. 5, p. 72.
- [132] И.Г. Бейгман, Л.А. Вайнштейн, А.В. Виноградов. *Астроном. журн*. Т. 46, с. 985 (1969).
- [133] В.Л. Гинзбург, В.П. Шабанский. *ДАН СССР*. Т. 100. С.445 (1954); В.П. Шабанский. *ЖЭТФ*. Т. 27, с. 147 (1954); И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, Л.В. Танатаров. *ЖЭТФ*. Т. 31, с. 232 (1956).
- [134] Г.В. Иваненков, С.А. Пикуз, Д.Б. Синарс и др. *Физика плазмы*. Т. 26, с. 927 (2000) [*Plasma Physics Reports*. 26, 868, 2000].
- [135] Г.В. Иваненков, В. Степневски. *Физика плазмы*. Т. 28, с. 886. (2002) [*Plasma Physics Reports*. 28, 814, 2002].