

**ИЗВЕСТИЯ КАБАРДИНО-БАЛКАРСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

**PROCEEDINGS OF THE
KABARDINO-BALKARIAN
STATE UNIVERSITY**

TOM VII, № 4, 2017

Учредитель: Кабардино-Балкарский государственный
университет им. Х.М. Бербекова (КБГУ)

Главный редактор **Б.С. КАРАМУРЗОВ**
Первый зам. главного редактора **А.П. САВИНЦЕВ**
Зам. главного редактора **Х.Б. ХОКОНОВ**
Зам. главного редактора **А.А. ШЕБЗУХОВ**
Зам. главного редактора **Г.Б. ШУСТОВ**
Зам. главного редактора **М.Х. ШХАНУКОВ-ЛАФИШЕВ**
Ответственный секретарь **М.Ч. ШОГЕНОВА**

Редакционная коллегия

Берлин А.А., Гуфан Ю.М., Заиков Г.Е., Киреев В.В., Кушхов Х.Б., Лучинин В.В., Мазуров В.Д.,
Махнев А.А., Микитаев А.К., Радченко В.П., Рубаков В.А., Тешев Р.Ш., Фортон В.Е., Хохлов А.Р.

Свидетельство о регистрации ПИ № ФС 77-44485 от 31.03.2011 г.
Подписной индекс в Каталоге «Пресса России» 43720.

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных журналов и изданий для опубликования основных научных результатов диссертаций.

Доступ к рефератам статей журнала осуществляется на сайте научной электронной библиотеки «eLIBRARY.RU» (<http://elibrary.ru>).

ISSN 2221-7789

Адрес редакции: Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова
360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173

Телефоны: (88662) 722313

E-mail: rio@kbsu.ru, <http://izvestia.kbsu.ru>

© Авторы, 2017

© Кабардино-Балкарский государственный
университет им. Х.М. Бербекова, 2017

Founder: Kabardino-Balkarian State University (KBSU)

Editor in chief **B.S. KARAMURZOV**
The 1st Deputy Editor **A.P. SAVINTSEV**
Deputy Editor **H.B. KHOKONOV**
Deputy Editor **A.A. SHEBZUHOV**
Deputy Editor **G.B. SHUSTOV**
Deputy Editor **M. H. SHKHANUKOV-LAFISHEV**
Executive sekretary **M.Ch. SHOGENOVA**

Editorial board

Berlin A.A., Gufan Yu.M., Zaikov G.E., Kireev V.V., Kushkhov H.B., Luchinin V.V., Mazurov V.D.,
Makhnev A.A., Mikitaev A.K., Radchenko V.P., Rubakov V.A., Teshev R.Sh., Fortov V.E., Khokhlov A.R.

Registration certificate PI № FS 77-44485 from 31.03.2011

Subscription index in the catalog «Russian Press» 43720

Access to abstracts of articles of the magazine is carried out on the Scientific Electronic Library Online
«eLIBRARY.RU» (<http://elibrary.ru>).

ISSN 2221-7789

Editorial address: Kabardino-Balkarian State University, 360004, Nalchik, Chernyshevsky st., 173

Phone number: (88662)722313

E-mail: rio@kbsu.ru , <http://izvestia.kbsu.ru>

© Authors, 2017

© Kabardino-Balkarian State University, 2017

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
ФИЗИКА	
Хищенко К.В., Ломоносов И.В., Фортон В.Е. Физико-химические превращения и уравнения состояния органических соединений при высоких плотностях энергии	6
Левашов П.Р., Ломоносов И.В., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Уравнения состояния жидких металлов как уравнения системы мягких сфер	13
Костин В.В., Фортон В.Е., Кунижев Б.И., Савинцев А.П., Темроков А.И. Действие мощных лазерных импульсов на мишень из полиметилметакрилата	23
Павловский М.Н., Хищенко К.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В., Симаков Г.В., Фортон В.Е. Фазовые превращения и сжимаемость алмаза и графита в ударных волнах	28
Шилкин Н.С., Дудин С.В., Минцев В.Б., Грязнов В.К., Фортон В.Е. Экспериментальное исследование эффекта Холла и электропроводности в ударно-сжатой плазме ксенона и аргона	31
Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортон В.Е. Формирование упорядоченных структур заряженных частиц в фотоэмиссионной ловушке	35
Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Зимнухов В.С., Нефедов А.П., Поляков Д.Н., Фортон В.Е. Пылевые структуры в плазме при криогенной температуре	42
Гершенкрой В.Л., Павлов С.А., Фортон В.Е., Ченчиков А.М. Критические параметры высокотемпературных сверхпроводников в сильных магнитных импульсных полях	46
Коробенко В.Н., Рахель А.Д., Савватимский А.И., Фортон В.Е. Электропроводность вольфрама при сверхкритических температурах и давлениях	52
Требования к оформлению научной статьи, представляемой в журнал «Известия Кабардино-Балкарского государственного университета»	58

CONTENTS

Foreword	5
PHYSICS	
Khishchenko K.V., Lomonosov I.V., Fortov V.E. Physico-chemical transformations and equations of state of organic compounds at high energy densities	6
Levashov P.R., Lomonosov I.V., Fortov V.E., Khishchenko K.V. Equations of state of liquid metals as equations for a system of soft spheres	13
Kostin V.V., Fortov V.E., Kunigev B.I., Savintsev A.P., Temrokov A.I. Effect of powerful laser pulses on polymethylmethacrylate target	23
Pavlovskii M.N., Khishchenko K.V., Zhernokletov M.V., Lomonosov I.V., Simakov G.V., Fortov V.E. Phase transformations and compressibility of diamond and graphite in shock waves	28
Shilkin N.S., Dudin S.V., Mintsev V.B., Gryaznov V.K., Fortov V.E. Experimental study of the hall effect and electrical conductivity in the impact-compressed plasma of xenon and argon	31
Vaulina O.S., Nefedov A.P., Petrov O.F., Fortov V.E. Formation of ordered structures of charged particles in a photoemulsion trap	35
Vasilyak L.M., Vetchinkin S.P., Zimnuhov V.S., Nefedov A.P., Polyakov D.N., Fortov V.E. Dust structures in plasma at cryogenic temperature	42
Gershenskroy V.L., Pavlov S.A., Fortov V.E., Chenchikov A.M. Critical parameters of high-temperature superconductors in strong magnetic pulse fields	46
Korobenko V.N., Rakhel A.D., Savvatimski A.I., Fortov V.E. Electric conductivity of tungsten at supercritical temperatures and pressures	52
The demand to the design of the scientific article, represented in the journal «Proceedings of the Kabardino-Balkarian State University»	58

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий выпуск журнала «Известия Кабардино-Балкарского государственного университета» посвящен 70-летию академика РАН, Президента Российской академии наук (05.2013 г. – 03.2017 г.) Владимира Евгеньевича Фортова.

Многие годы академик В.Е. Фортов является сопредседателем Международных конференций по физике экстремальных состояний вещества (ФЭС), которые ежегодно проходят с 1 по 6 марта на учебно-научной базе КБГУ в поселке Эльбрус.

Конференции организуются Объединенным институтом высоких температур (ОИВТ) РАН, Москва; Институтом проблем химической физики (ИПХФ) РАН, Черноголовка; КБГУ, Нальчик.

Данный номер журнала содержит статьи, подготовленные учеными ОИВТ РАН, ИПХФ РАН, КБГУ и некоторых других организаций при участии академика В.Е. Фортова.

Были использованы материалы, представленные учеными на нескольких международных конференциях ФЭС, а также в сборнике ОИВТ РАН.

Тематика статей включает следующие традиционные направления международных конференций ФЭС:

- модели и результаты теоретических расчетов уравнений состояния вещества при высоких плотностях энергии;
- вопросы взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения и мощных пучков заряженных частиц с веществом;
- физические явления в ударных и детонационных волнах;
- физика низкотемпературной плазмы и др.

Отметим, что подготовленные участниками международных конференций доклады, как правило, сопровождаются активной дискуссией представленных результатов как фундаментальных, так и прикладных исследований по физике экстремальных состояний вещества.

Оргкомитет международных конференций также выражает благодарность за ежегодную финансовую поддержку, оказываемую Российской академией наук и Российским фондом фундаментальных исследований конференциям по физике экстремальных состояний.

Редколлегия журнала «Известия Кабардино-Балкарского государственного университета»

Оргкомитет Международных конференций по физике экстремальных состояний вещества

ФИЗИКА

УДК 536.71:661.7

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ЭНЕРГИИ

¹Хищенко К.В.*, ²Ломоносов И.В., ¹Фортов В.Е.

¹ОИВТ РАН; ²ИПХФ РАН

*konst@ihed.ras.ru

Рассмотрена полуэмпирическая модель потенциала свободной энергии для описания термодинамических соединений с учетом физико-химического превращения при ударно-волновом нагружении. Проведен критический анализ результатов расчета и сопоставление с экспериментальными данными.

Ключевые слова: органические соединения, уравнения состояния, термодинамический потенциал, свободная энергия, физико-химические превращения, высокая плотность энергии.

PHYSICO-CHEMICAL TRANSFORMATIONS AND EQUATIONS OF STATE OF ORGANIC COMPOUNDS AT HIGH ENERGY DENSES

¹Khishchenko K.V., ²Lomonosov I.V., ¹Fortov V.E.

¹IHT RAS; ²IPCP RAS

A semi-empirical model of the free energy potential is considered for describing thermodynamic compounds, taking into account the physicochemical transformation under shock-wave loading. A critical analysis of the calculation results and comparison with experimental data are carried out.

Keywords: organic compounds, equations of state, thermodynamic potential, free energy, physicochemical transformations, high energy density.

Введение. Материалы на основе органических соединений находят широкое применение в элементах конструкций, несущих высокие тепловые и силовые нагрузки. При рассмотрении физических процессов, протекающих в условиях интенсивного энерговыделения (лазерное, рентгеновское и пучковое воздействие, высокоскоростной удар и т.п.), важное значение имеет адекватное описание термодинамических свойств вещества в широкой области параметров на фазовой диаграмме [1–3]. Вследствие серьезных трудностей последовательного теоретического расчета сложного коллективного межчастичного взаимодействия в разогретой многокомпонентной неупорядоченной среде [4] термодинамика таких состояний обычно строится в рамках полуэмпирических моделей, для которых

общий вид функциональных зависимостей потенциала устанавливается с привлечением теоретических представлений, а совокупность опытных данных используется при определении численных значений свободных коэффициентов в этих зависимостях [1].

Традиционные методы исследования термодинамических свойств при высоких плотностях энергии в условиях ударного сжатия сплошных и пористых образцов с последующим изоэнтропическим расширением позволили получить для ряда органических веществ (низкомолекулярных соединений [5, 6] и полимерных материалов [7–10]) широкодиапазонные уравнения состояния в калорической форме $E(P, V)$. Однако определенная в подобном виде [5–10] зависимость внутренней энергии от давления и объема не дает термодинамически полной информации о состоянии вещества [1] и (в частности о температуре и химическом потенциале), т.е. не может учитывать модификаций фазового состава системы.

Как показывает анализ результатов экспериментов по исследованию ударной сжимаемости органических веществ [6, 8, 10–15], под действием интенсивных динамических нагрузок большинство соединений претерпевает ряд физико-химических превращений, приводящих к значительному отличию свойств более плотных состояний от наблюдаемых при нормальных условиях. Наличие таких превращений традиционно объясняется разрушением исходной структуры молекул и образованием малосжимаемой смеси разнообразных низкомолекулярных компонент, в том числе алмазоподобного углерода [16, 17]. Характерно, что превращения ароматических соединений на ударных адиабатах проходят со значительным изменением плотности (~20 %) и сжимаемости среды (пример типичных для ароматических соединений соотношений кинематических параметров ударного сжатия (волновой D и массовой U скоростей с изломами зависимостей при пересечении границ области превращения) представлен на рис. 1).

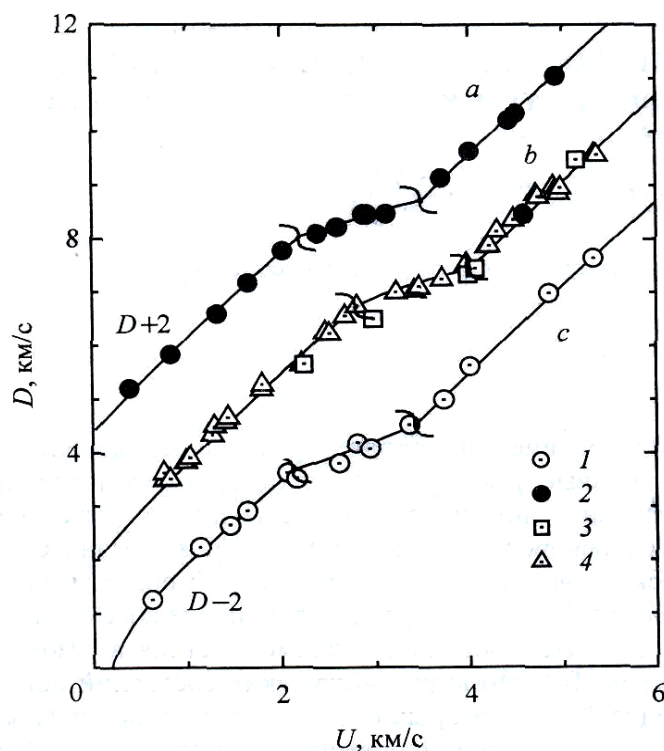


Рис. 1. Ударные адиабаты фенилона (а), полистирола (b) и полиимида (с): волнистые линии – положение границ области физико-химического превращения. Эксперимент: 1 – [8]; 2 – [10]; 3 – [15]; 4 – [14]

В настоящей работе предлагается полуэмпирическая модель потенциала свободной энергии $F(V, T)$ для описания термодинамических свойств органических соединений с учетом физико-химического превращения при ударно-волновом нагружении. На основе разработанной модели получены уравнения состояния для трех ароматических полимеров: полистирола (C_8H_8)_n, полиимида

(C₂₂H₁₀N₂O₅)_n, полиметафениленизофталамида (C₁₄H₁₀N₂O₅) (фенилон). Проводится критический анализ результатов расчета при высоких плотностях энергии в сопоставлении с имеющимися экспериментальными данными.

Модель уравнения состояния. Согласно модели, термодинамические потенциалы исходного соединения F и продуктов превращения F^* представляются в виде суммы двух слагаемых:

$$F(V, T) = F_c(V) + F_a(V, T), \quad (1)$$

учитывающих упругую часть взаимодействия при $T=0K$ (F_c) и тепловой вклад атомов (F_a). Влияние термического возбуждения электронной подсистемы на термодинамику полимеров, являющихся в исходном состоянии диэлектриками, пренебрежимо мало по сравнению со вкладом указанных в формуле (1) компонентов при температурах $T \ll \Delta_0/2k$, где k – постоянная Больцмана; Δ_0 – ширина запрещенной зоны при нормальных условиях (характерное значение $\Delta_0 \approx 2$ эВ) [18, 19].

Для выражения объемной зависимости энергии холодного вещества используется полином:

$$F_c(V) = F_{0c} + \frac{B_{0c}V_{0c}}{m-n} \left(\frac{\sigma_c^m}{m} - \frac{\sigma_c^n}{n} \right) + E_d, \quad (2)$$

в котором $\sigma_c = V_{0c}/V$, V_{0c} – удельный объем при $P=0$ и $T=0K$; B_{0c} – модуль упругого сжатия $B_c = -VdP_c/dV$ при $\sigma_c=1$, $P_c = -dF_c/dV$. Величина E_d , имеющая смысл характерной энергии деструкции вещества, определяется из нормировочного условия $F_c(V_{0c}) = F_{0c}$, которое приводит к соотношению

$$E_d = B_{0c}V_{0c}/mn.$$

Параметры m , V_{0c} и B_{0c} для каждого вещества подбираются итерациями так, чтобы при нормальных условиях $P=0.1$ МПа и $T=298$ К удовлетворялась табличная величина удельного объема $V = V_0$, а также и определенные по данным динамических измерений значения изохорического модуля сжатия:

$$B_S = -V(\partial P/\partial V)_S = B_{S0}$$

и его производной по давлению:

$$B'_S = (\partial B_S/\partial P)_S = B'_{S0}.$$

Остающийся свободным степенной показатель n в формуле (2) находится из требования наилучшего описания опытных данных, полученных в отраженных ударных волнах и волнах разгрузки. Разность энергий $F_{0c}^* - F_{0c}$ продуктов превращения и исходного вещества при $P=0$ и $T=0$ К определяется из условия соответствия расчетной величины давления начала превращения на ударной адиабате экспериментальному значению.

Тепловая часть свободной энергии атомов задается следующим образом:

$$F_\alpha(V, T) = F_\alpha^{acst}(V, T) + \sum_{\alpha=1}^{3(v-1)} F_{\alpha\alpha}^{opt}(V, T); \quad (3)$$

$$F_\alpha^{acst}(V, T) = \frac{3RT}{v} \left[3 \ln(1 - e^{-\theta_\alpha^{acst}/T}) - D(\theta_\alpha^{acst}/T) \right];$$

$$F_{\alpha\alpha}^{opt}(V, T) = \frac{RT}{v} \ln(1 - e^{-\theta_\alpha^{opt}/T}),$$

где R – газовая постоянная; v – число атомов в элементарной ячейке кристаллической решетки; D – дебаевская функция [20]:

$$D(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{t^3 dt}{e^t - 1},$$

где $\sigma = V_0/V$, θ_α^{acst} и θ_α^{opt} – характеристические температуры акустических и оптических ветвей фононного спектра. Для определения зависимостей θ_α^{acst} и θ_α^{opt} от объема используется интерполяционная формула:

$$\frac{\theta^{\text{acst}}(V)}{\theta_0^{\text{acst}}} = \frac{\theta_{\alpha 0}^{\text{opt}}(V)}{\theta_{0\alpha}^{\text{opt}}} = \sigma^{2/3 \exp} \left\{ \left(\gamma_0 \frac{2(\sigma_n^2 + \ln^2 \sigma_m)}{\sigma_n} \right) \arctg \left[\frac{\sigma_n \ln \sigma}{\sigma_n^2 - \ln(\sigma/\sigma_m) \ln \sigma_m} \right] \right\},$$

в которой γ_0 – значение коэффициента Грюнайзена при нормальных условиях; σ_m и σ_n – свободные параметры, выбираемые из требования оптимального описания опытных данных по измерениям динамической сжимаемости исследуемого вещества. Значения коэффициентов θ_0^{acst} и $\theta_{0\alpha}^{\text{opt}}$ для исходного материала находятся по экспериментальным зависимостям удельной теплоемкости при нормальном давлении от температуры [21].

Выбор m^* , V_{0c}^* , V_{0c}^* , $\theta_0^{\text{acst}*}$ и $\theta_{0\alpha}^{\text{opt}*}$ для продуктов превращения осуществляется из условия корректного описания экспериментальных данных по ударному сжатию сплошных и пористых образцов в области превращения и при более высоких давлениях.

Термодинамические свойства полистирола, полиимида и фенилона

Ударная сжимаемость образцов полистирола, полиимида и фенилона различной начальной пористости $m = \rho_0/\rho_{00}$ (ρ_0 – нормальная плотность, $\rho_0 = 1.05, 1.41$ и 1.33 г/см³ для трех пластиков соответственно; ρ_{00} – начальная плотность образцов) исследована при помощи традиционных взрывных метательных устройств до давлений $P \approx 70$ ГПа [8, 10, 14, 15]. В экспериментах с отраженными ударными волнами поведение полистирола и фенилона изучено до более высоких интенсивностей $P \approx 130$ ГПа [10]. На основных ударных адиабатах физико-химические превращения пластиков наблюдаются в интервалах $P \approx 20$ –33 ГПа (полистирол); 16–30 ГПа (полиимид, $m = 1.06$) и 18–31 ГПа (фенилон).

Полученные на основе представленной модели (1)–(4) уравнения состояния адекватным образом описывают, как это видно из рис. 1–4, результаты измерений ударной сжимаемости образцов полистирола, полиимида и фенилона различной начальной плотности [8, 10, 14, 15] во всем реализованном диапазоне кинематических и динамических характеристик.

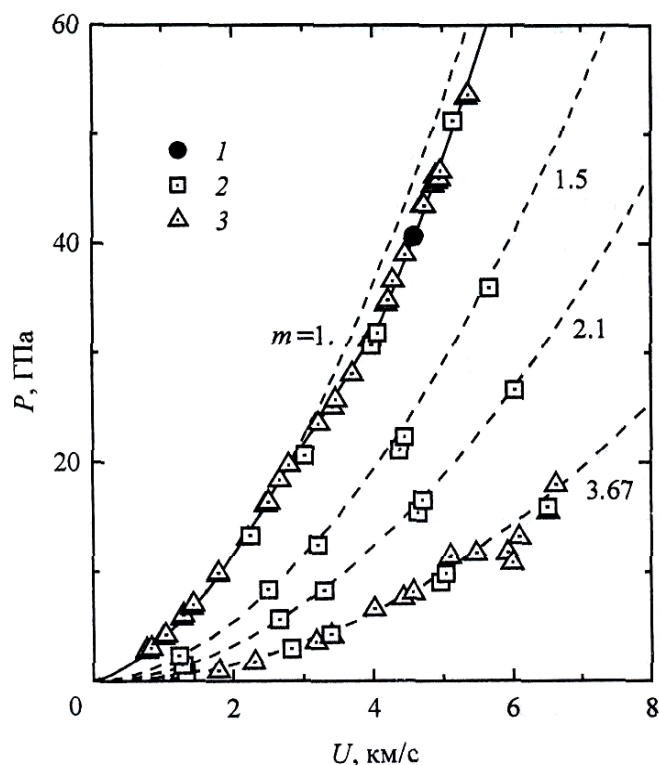


Рис. 2. Ударные адиабаты образцов полистирола различной начальной пористости (m): сплошная линия – расчет с учетом физико-химического превращения ударно-сжатого пластика; пунктир – без учета превращения. Эксперимент: 1 – [10]; 2 – [15]; 3 – [14]

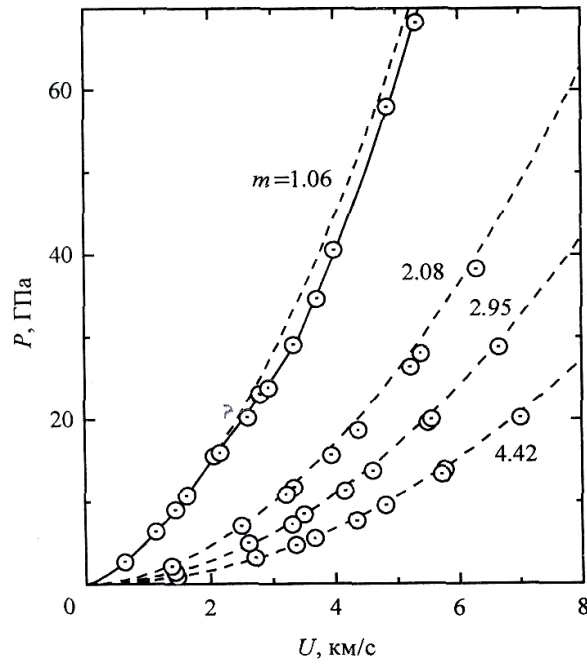


Рис. 3. Ударные адиабаты образцов полиимида различной начальной пористости (m):
сплошная линия – расчет с учетом физико-химического превращения ударно-сжатого пластика;
пунктир – без учета превращения. Эксперимент [8]

Важно, что согласованное описание ударно-волновых данных для этих материалов явилось возможным лишь в предположении эндотермичности превращения.

Аналогичное заключение о характере превращения было сделано ранее в работах [22, 23] для другого ароматического вещества (отвержденной эпоксидной смолы) в рамках полуэмпирического уравнения состояния результатов экспериментов [22] по одно- и двукратному динамическому нагружению, а также по измерению скорости звука за фронтом ударной волны.

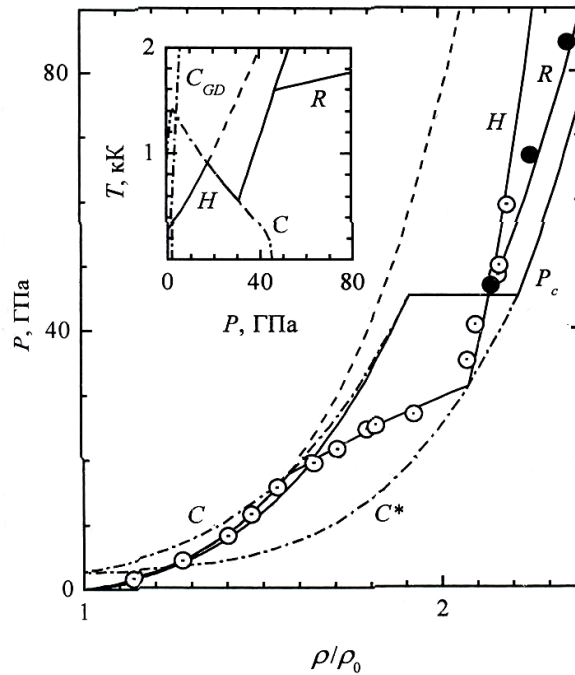


Рис. 4. Диаграмма состояний фенилона: H – ударная адиабата; R – кривая повторного нагружения;
 P_c – кривая холодного сжатия при $T=0$ К; C и C^* – границы области физико-химического превращения;
 C_{GD} – линия равновесия графит–алмаз [24]; пунктир – ударная адиабата пластика без учета превращения. Эксперимент [10]

Показанная на *рис. 4* диаграмма фенилона демонстрирует всю область высокоэнергетических состояний, которая исследована в прямых и отраженных ударных волнах. Сравнение расчетных адиабат с экспериментальными точками свидетельствует о надежности описания параметров вещества не только на ударной адиабате, но и в диапазоне повышенных степеней сжатия.

Результаты вычисления температуры фенилона в зависимости от давления на кривой физико-химического превращения и адиабатах одно- и двукратного динамического нагружения приведены на *рис. 4* (вставка). Как видно, расчетная кривая превращения имеет отрицательный наклон dT/dP в интервале давлений вблизи точки пересечения с основной ударной адиабатой пластика. Отметим, что на фазовой диаграмме углерода, который является основным элементом, входящим в состав фенилона, рассматриваемый физико-химический процесс происходит в области стабильности алмазной модификации (*рис. 4*) [24], которая имеет более плотную структуру расположения атомов, чем ароматическая система.

Заключение. Представленный в работе подход показывает возможность проведения расчета характеристик органических соединений в рамках согласованной термодинамической модели в широком интервале температур и давлений с учетом физико-химического превращения. При этом обеспечивается адекватное описание совокупности имеющихся ударно-волновых данных. Все это позволяет эффективно использовать полученные уравнения состояния при проведении гидродинамических расчетов процессов, протекающих в условиях высокой концентрации энергии.

Библиография

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
2. Physics of high energy density / Eds. Caldirola P., Knoepfel H. New York: Academic Press, 1971. 418 p.
3. Бушман А.В., Капель Г.И., Ни А.Л., Фортон В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988. 199 с.
4. Бушман А.В., Фортон В.Е. Модели уравнения состояния вещества // УФН. 1983. Т. 140, № 2. С. 177–232.
5. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Уравнения состояния насыщенных органических соединений при высоких давлениях // Хим. физика. 1994. Т. 1, № 5. С. 97–106.
6. Хищенко К.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В., Сутулов Ю.Я. Ударная сжимаемость и уравнение состояния стилибена // Хим. физика. 1998. Т. 17, № 2. С. 29–32.
7. Бушман А.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В., Сутулов Ю.Я., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Исследование плексигласа и тефлона в волнах повторного ударного сжатия и изоэнтروпической разгрузки. Уравнение состояния полимеров при высоких плотностях энергии // ДАН. 1993. Т. 329, № 5. С. 581–584.
8. Бушман А.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В., Сутулов Ю.Я., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Ударная сжимаемость и уравнение состояния полиимида // Письма в ЖЭТ. 1993. Т. 58, № 8. С. 640–644.
9. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Уравнения состояния полимерных материалов при высоких давлениях // Хим. физика. 1994. Т. 13, № 1. С. 64–81.
10. Бушман А.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В., Сутулов Ю.Я., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Экспериментальное исследование фенилона и полистирола в условиях ударного нагружения и изоэнтропического расширения. Уравнение состояния полимеров при высоких плотностях энергии // ЖЭТФ. 1996. Т. 109, № 5. С. 1662–1670.
11. Трунин Р.Ф., Жерноклетов М.В., Кузнецов Я.Ф., Сутулов Ю.Я. Динамическая сжимаемость насыщенных и ароматических углеводородов // Хим. физика. 1989. Т. 8, № 4. С. 539–545.
12. Трунин Р.Ф., Жерноклетов М.В., Кузнецов Н.Ф., Радченко О.А., Сычевская Я.В., Шутов В.В. Сжатие жидких органических веществ в ударных волнах // Хим. физика. 1992. Т. 11, № 3. С. 424–432.
13. Трунин Р.Ф., Жерноклетов М.В., Дорохин В.В., Сычевская Я.В. Сжатие твердых органических кислот и ангидридов в ударных волнах // Хим. физика. 1992. Т. 11, № 4. С. 557–562.

14. LASL shock hugoniot data / Ed. Marsh S.P. Berkeley: Univ. of California Press, 1980. 674 p.
15. Дудолодов К.Я., Ракитин В.К., Сутулов Ю.Я., Телегин Г.С. Ударная сжимаемость полистирола с различной начальной плотностью // ПМТФ. 1969. № 4. С. 148–151.
16. Ree F.H. Systematics of high-pressure and high-temperature behaviour of hydrocarbons // Chem. Phys. 1979. V. 70, N 2. P. 974–983.
17. Воскобойников И.М. К превращению углеводородов за ударными фронтами // Хим. физика. 1986. Т. 5, № 5. С. 697–701.
18. Хищенко К.В. Температура и теплоемкость полиметилметакрилата за фронтом сильных ударных волн // ТВТ. 1997. Т. 35, № 6. С. 1002–1005.
19. Khishchenko K.V., Lomonosov I.V., Fortov V.E. Equations of state for polymethylmethacrylate and polytetrafluoroethylene in a wide range of densities and temperatures // High Temp.-High Press. 1998. V. 30. No 3. P. 373-378.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1995. 586 с.
21. Вундерлих Б., Баур Г. Теплоемкость полимеров. М.: Мир, 1972. 238 с.
22. Krupnikov K.K., Krupnikova V.P. Equation of state and matter transformation parameters under shock compression for epoxy resin // Shock Waves @ Marseille III / Eds. Brun R., Dumitrescu L.Z. Berlin: Springer Verlag, 1995. P. 301–306.
23. Крупников К.К., Крутикова В.П. Динамическое нагружение вещества, претерпевающего эндотермическое превращение // IV Забабахинские научные чтения: доклады международной конференции. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1995. С. 152–158.
24. Bundy F.P., Bovenkerk H.P., Strong H.M., Wentorf J.R.H. Diamond-graphite equilibrium line from growth and graphitization of diamond // J. Chem. Phys. 1961. V. 35, N 2. P. 383–391.

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ КАК УРАВНЕНИЯ СИСТЕМЫ МЯГКИХ СФЕР

¹Левашов П.Р., ²Ломоносов И.В., ¹Фортов В.Е., ²Хищенко К.В.*

¹ОИВТ РАН; ²ИПХФ РАН

*konst@ihed.ras.ru

Проведены расчеты фазовых диаграмм 15 металлов, включая кривую равновесия жидкость–пар с критической точкой. Предложена методика определения параметров термодинамического потенциала исходя из экспериментальных данных по изобарическому расширению. Для расчета уравнений состояния использована модель, которая получена по результатам моделирования системы мягких сфер.

Ключевые слова: уравнения состояния, жидкие металлы, мягкие сферы, термодинамический потенциал, изобарическое расширение.

EQUATIONS OF STATE OF LIQUID METALS AS EQUATIONS FOR A SYSTEM OF SOFT SPHERES

¹Levashov P.R., ²Lomonosov I.V., ¹Fortov V.E., ¹Khishchenko K.V.

¹JHNT RAS; ²IPCP RAS

Calculations of phase diagrams of 15 metals, including the curve of liquid-vapor equilibrium with a critical point, have been carried out. A method is proposed for determining the parameters of the thermodynamic potential based on experimental data on isobaric expansion. To calculate the equations of state, a model was used, which was obtained from the results of modeling a system of soft spheres.

Keywords: equations of state, liquid metals, soft spheres, thermodynamic potential, isobaric expansion.

Введение. Область жидкого состояния на фазовой диаграмме вещества традиционно считается наиболее трудной и слабоизученной, так как сильное межчастичное взаимодействие и неупорядоченность делают крайне неопределенными теоретические предсказания термодинамических свойств реальных жидкостей [1–3]. В настоящее время сформулированы реалистические модели нулевого приближения, основанные на использовании предельно упрощенных потенциалов твердых и мягких сфер, позволяющие применить численные методы молекулярной динамики и Монте-Карло [4]. Результаты расчетов свойств таких систем воспроизводят основные качественные особенности поведения конкретных веществ и привлекаются для создания полуэмпирических моделей уравнений состояния, которые содержат ряд свободных параметров термодинамического потенциала для количественного описания экспериментальных данных [5, 6]. Важно, что для полуэмпирических уравнений состояния эксперимент является не только необходимым дополнением, но и фактической основой существования.

Традиционный метод стационарного теплофизического эксперимента доступен для исследования интервала состояний жидкости при температурах и давлениях, ограниченных несколькими тысячами градусов и несколькими сотнями атмосфер. Создание в контролируемых условиях состояний с более высокими концентрациями энергии становится возможным лишь в течение коротких интервалов времени микросекундного диапазона под действием интенсивного импульсного энерговклада. Регистрация волн адиабатической разгрузки ударно-сжатых металлов позволяет исследовать чрезвычайно широкий диапазон термодинамических параметров от сильно сжатой металлической жидкости

до квазинеидеальной больцмановской плазмы и разреженного металлического пара [5, 6]. Измерение термодинамических характеристик расплавов проводников в области температур и плотностей между кривыми плавления и испарения и давлений несколько тысяч атмосфер осуществляется методом изобарического расширения под действием мощных импульсов тока [7, 8]. В табл. 1 представлен список металлов, для которых такие эксперименты были выполнены [9–27] с указанием диапазона изученных состояний. Именно для этих тринадцати веществ, а также для натрия и калия в настоящей работе сделана попытка обобщить опытные данные в рамках полуэмпирического потенциала, область применимости которого ограничивается состояниями жидкой фазы вплоть до области критической точки.

В настоящей работе для расчетов уравнений состояния рассматриваемых металлов использована модель [28], которая была получена по результатам моделирования методом Монте-Карло системы мягких сфер [29]. Предложена методика определения параметров потенциала исходя из экспериментальных данных по изобарическому расширению. Проведены расчеты фазовых диаграмм пятнадцати металлов, включая кривую равновесия жидкость–пар с критической точкой, а также выполнен анализ известных оценок критических параметров, сделанных различными способами.

Модель уравнения состояния

Использованная в работе модель уравнения состояния основывается на расчетах [29] термодинамических свойств жидкости, частицы которой взаимодействуют с потенциалом мягких сфер $\varphi(r) = \varepsilon(\sigma/r)^n$, методом Монте-Карло.

Из полученной в результате моделирования зависимости для внутренней энергии системы вычиталась кинетическая энергия $3NkT/2$ и энергия гранецентрированной решетки $N\varepsilon C_n \xi^{n/3}$, а остаток аппроксимировался простой функцией [29]:

$$\frac{\delta\Phi}{NkT} = \frac{1}{6}(n+4)\xi^{n/9} \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{1/2}.$$

Здесь $\xi = N\sigma^3/\sqrt{2}$; C_n – постоянная Маделунга кристалла для потенциала $\varphi(r)$:

$$C_n \cong 6.0 + 6.669(n-3)^{-1} - 1.043(n-4)^{0.389} e^{-0.156(n-4)}.$$

Таблица 1

Эксперименты по изучению термодинамических свойств жидких металлов
методом изобарического расширения

Вещество	Свойства*	Диапазон T , К	P , кбар	Источник
Al	ρ, H, T	933–4000	3	[9]
Cu	ρ, H, T	2000–4500	3	[9]
V	ρ, H, T	2190–4500	3	[10]
	ρ, H, T	2890–6589	3	[11]
Ta	ρ, H, T	3270–7400	1	[12]
	ρ, H, T	3280–6180	2	[13]
	ρ, C_s	–	3	[14]
Mo	ρ, H, T	2980–7000	2	[11]
	ρ, H, T	2883–4450	2	[12]
	ρ, H, T	2980–10000	2	[15]
	ρ, H, T, C_s	2896–5033	2	[16]
W	ρ, H, T	3680–7500	1	[11]
	ρ, H, T	3690–5340	2	[13]
	ρ, H, T	3690–5699	3	[17]
	ρ, H, T	3700–5800	10^{-3}	[18]
Fe	ρ, H, T, C_s	2125–3950	2	[19]
	ρ, H, T	1808–2952	3.8	[20]
Ni	ρ, H, T, C_s	1906–4258	2	[19]
Re	ρ, H, T	3453–5725	2	[16]
	ρ, H, T	3453–4500	1.2	[21]
Ir	ρ, H, T	2720–7000	3	[10]
Pt	ρ, H, T	2100–7300	3	[22]
	ρ, H, T, C_s	2042–5100	2	[23]
Pb	ρ, H, T	1600–5700	3	[24]
	ρ, H, T, C_s	1200–3200	0.13	[25]
U	ρ, H, T, C_s	1406–3136	1.2	[26]
	ρ, H	1406–3136	4	[27]

*Измеряемые величины: ρ – плотность; H – энтальпия; T – температура; C_s – скорость звука.

С учетом энергии сублимации и вклада электронной компоненты выражения для давления и энергии приобретают вид [28]:

$$P = \frac{NkT}{V} \left[1 + \frac{n}{3} C_n \xi^{n/2} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right) + \frac{1}{18} Q n n + 4 \xi^{n/2} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right)^{1/3} - m \xi^m \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right) \right]; \quad (1)$$

$$E = NkT \left[\frac{3}{2} + C_n \xi^{n/2} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right) + \frac{1}{6} Q n n + 4 \xi^{n/2} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right)^{1/3} - \xi^m \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right) \right] + E_{coh}, \quad (2)$$

где ε , σ , n , m и Q – подгоночные параметры (предложенные ранее в работе [29] выражения соответствуют $Q=1$). Значение m должно быть близко к единице в соответствии с теорией Ван-дер-Ваальса, $Q \approx 1$, $(n+2)/6 \approx \gamma$, где γ – коэффициент Грюнайзена при нормальных условиях. Подбор значений параметров осуществлялся автором работы [28] по следующей процедуре: при выбранных n, m, Q решались уравнения:

$$P(V_{m0}, T_{m0}) = 1 \text{ бар}, H(V_{m0}, T_{m0}) = H_{m0},$$

где V_{m0} , T_{m0} и H_{m0} – удельный объем, температура и удельная энтальпия в точке плавления при атмосферном давлении, а затем определялись ε и σ . Далее n , m и Q менялись, и процедура повторялась, пока не достигалось соответствие расчетных значений на изобаре экспериментальным данным по энтальпии, плотности и скорости звука. С помощью этой модели были оценены параметры критической точки для Li, Na, Al, K, Ga, Rb, Nb, Mo, Cs, Ta, Hg, Pb и U [28], Pt [22], а также V и Ir [10]. К основному недостатку методики [28] следует отнести существенное отличие расчетных параметров кривой испарения от опытных данных. Например, для платины температура испарения при атмосферном давлении $T_{v0} = 3424$ К отличается на 20 % от надежно установленной в эксперименте величины 4100 К [30–32].

В настоящей работе была использована зависимость для свободной энергии, соответствующая выражениям (1) и (2):

$$F(V, T) = F_c(V) + F_t(V, T); \quad (3)$$

$$F_c(V) = UC_n \left(\frac{\xi}{V} \right)^{n/2} - U \left(\frac{\xi}{V} \right)^m + E_{coh}; \quad (4)$$

$$F_t(V, T) = RT \left[\frac{\ln \theta_m}{T^{3/2} V} + \frac{Q}{2} (n+4) \left(\frac{\xi}{V} \right)^{n/2} \left(\frac{U}{RT} \right)^{1/3} \right], \quad (5)$$

где F_c – упругая компонента потенциала при $T = 0$ К; F_t – тепловая составляющая; $U = N\varepsilon$, $\xi = N\sigma^3/\sqrt{2}$; N – удельная концентрация вещества; R – газовая постоянная.

Константа θ_m в уравнении (5) определяется из условия нормировки энтропии в точке плавления при атмосферном давлении:

$$S(V_{m0}, T_{m0}) = 0. \quad (6)$$

Далее для нахождения свободных параметров m , ξ , U и Q при заданном n решается система уравнений:

$$H(V_i, T_i) = H_i; \quad (7)$$

$$P(V_i, T_i) = P_i, \quad (8)$$

где $i = 1, 2$, причем в качестве H_i и P_i используются экспериментальные данные по изобарическому расширению металлов [9–27]. Значение n находится из условия наилучшего описания измерений скорости звука в жидком металле, а E_{coh} выбирается в согласии с экспериментальной величиной температуры испарения при $P = 1$ бар и данными по давлению насыщенных паров [30, 31]. Из пяти свободных коэффициентов модели три (n , ξ и U) связаны с потенциалом мягких сфер, что позволяет проверить адекватность полученного уравнения состояния посредством моделирования методом Монте-

Карло жидкости с найденными параметрами потенциала $\varphi(r)$ (ниже приведены результаты подобных расчетов для никеля).

Таким образом, в отличие от процедуры, предложенной в работе [28], изложенная методика определения коэффициентов уравнения состояния (3)–(5) использует разнородные экспериментальные данные, а также результаты численного моделирования. Важно отметить, что значения температур испарения при $P = 1$ бар для большинства металлов определены экспериментально с высокой точностью [30–32], и их использование в качестве реперных точек делает уравнение состояния более достоверным.

Найденные коэффициенты уравнений состояния пятнадцати металлов, оптимальным образом описывающие имеющуюся термодинамическую информацию, приведены в *табл. 2*.

Таблица 2

Коэффициенты уравнения состояния

Вещество	n	m	Q	$U, \text{кДж/г}$	$\xi, \text{см}^3/\text{г}$
Na	8.4	0.607	0.810	14.5	0.204
K	7	0.732	0.91	13.6	0.159
Al	10	0.769	1.03	43.2	0.103
Cu	8	0.763	1.03	26.2	0.0214
V	10	1	1.3	56.5	0.041
Ta	9	0.951	1.36	27.5	0.0135
Mo	13	0.83	1.1	19.7	0.0334
W	9	0.953	1.4	29.7	0.0114
Fe	11	0.75	1.15	22.2	0.0368
Ni	8.4	0.89	1.38	45.4	0.0224
Re	13	0.77	1.15	11.4	0.0164
Ir	12	0.881	1.24	11.5	0.0144
Pt	12	0.911	1.3	10.6	0.0151
Pb	12	1.062	0.75	4.09	0.0313
U	7.3	0.876	2	20	0.0079

Термодинамические свойства жидких металлов

Для всех рассмотренных в работе пятнадцати веществ расчетные параметры критической точки на кривой испарения содержатся в *табл. 3*. В этом разделе для трех металлов (W, Ni и Pt) представлены результаты расчетов термодинамических свойств в сопоставлении с имеющимися в области жидкой фазы при высоких температурах и давлениях экспериментальными данными.

Вольфрам относится к тугоплавким металлам (температура плавления $T_{m0} = 3690$ К), что затрудняет получение надежной экспериментальной информации по свойствам жидкой фазы в статических условиях, и существуют лишь оценки плотности в точке плавления при атмосферном давлении [33]. Методом изобарического расширения проводника под действием мощного импульса тока вольфрам исследовался в воде при $P = 1$ бар [18], а также в атмосфере инертного газа при $P = 1$ кбар [11], 2 кбар [13] и 3 кбар [17]. В работе [17] также измерялась скорость звука в жидком металле. Для вольфрама имеются данные по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых образцов с исходной пористостью $m = 2.16$ [34]. Оценки положения критической точки вольфрама получены с помощью принципа соответственных состояний [35], различных по степени сложности моделей уравнений состояния [36–38], а также обработкой опытных данных [39–41].

Фазовая диаграмма вольфрама с двухфазной областью жидкость–пар и критической точкой изображена на *рис. 1*. Поскольку данные работ [11, 13, 17] согласуются между собой в пределах погрешности эксперимента, но расходятся с результатами [18], в настоящем исследовании было получено два варианта уравнения состояния: В1 – по данным [17], В2 – [18]. Температура испарения принималась равной справочной [30] величине $T_{v0} = 5953$ К в обоих случаях. Сравнение расчетной скорости звука на изобаре $P = 3$ кбар с данными экспериментов [17] иллюстрирует *рис. 1а*. В опытах по изоэнтропическому расширению [34] зависимость давления от скорости расширения имеет характерный излом, что свидетельствует об испарении вольфрама в волне разгрузки. Ограниченная область применимости рассматриваемой модели не позволяет рассчитать изэнтропу от состояния на ударной

адиобате, поэтому были использованы аппроксимации экспериментальных данных по уравнению состояния [37], а расчет проводился от $P = 100$ кбар, что соответствует верхней границе применимости модели по давлению. Расчетные изэнтропы разгрузки для двух вариантов уравнения состояния в сравнении с опытными данными [34] изображены на рис. 2.

Таблица 3

Оценки критических точек металлов

Вещество	P_c , кбар	T_c , К	ρ_c , г/см ³	$Z_c = P_c/R\rho_cT_c$
Na	0.363	2436	0.186	0.222
K	0.255	2219	1.886	0.286
Al	2.68	6981	0.484	0.257
Cu	5.02	7539	1.811	0.283
V	7.80	9489	1.473	0.342
Ta	8.57	14475	3.720	0.346
Mo	5.33	13598	1.667	0.272
W	10.52	15368	4.364	0.347
Fe	3.56	7875	1.242	0.245
Ni	6.85	7743	1.897	0.331
Re	5.59	16100	2.997	0.259
Ir	5.46	12060	3.782	0.277
Pt	4.55	10338	3.652	0.282
Pb	2.30	5515	2.976	0.349
U	3.33	7290	3.566	0.367

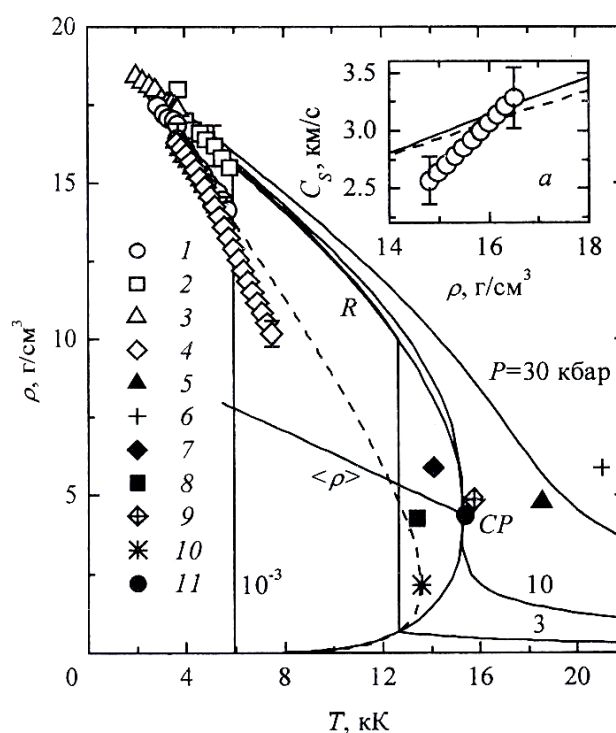


Рис. 1. Фазовая диаграмма вольфрама: пунктир – B1; сплошная линия – B2; P – изобары; R – бинодаль; CP – критическая точка; $\langle \rho \rangle$ – полусумма плотностей жидкой и газовой фаз; эксперимент: 1 – [17]; 2 – [18]; 3 – [13]; 4 – [11]; оценки критической точки: 5 – [36]; 6 – [35]; 7 – [39]; 8 – [40]; 9 – [37]; 10 и 11 – данная работа, B1 и B2; а – скорость звука в жидком вольфраме при $P=3$ кбар. Эксперимент [17]

Анализ рис. 1 и 2 показывает, что вариант B2 более предпочтителен: в случае B1 значение критического объема завышено в два раза (рис. 1), а уровень давления при пересечении изэнтроп с бинодалью занижен на два порядка (рис. 2). Рассчитанные для B2 параметры критической точки вольфрама (табл. 3) близки к оценке по модели [37] и занимают промежуточное положение относительно критических параметров, полученных в работах [35, 36, 38–41].

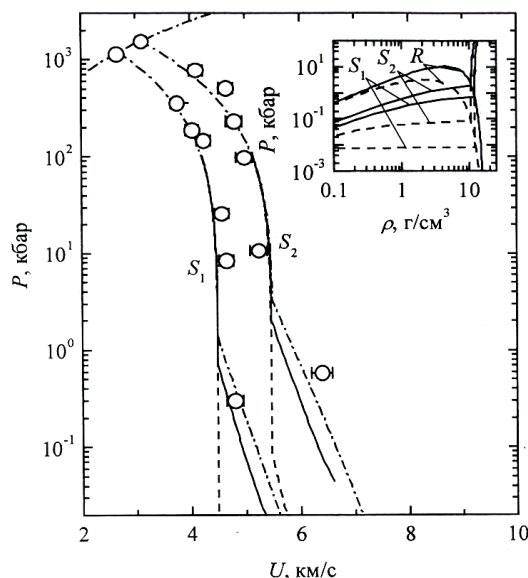


Рис. 2. Изэнтропы разгрузки вольфрама: S_1 и S_2 – изэнтропы разгрузки из состояния ударно-сжатых образцов с начальной пористостью $m = 2.16$ при $P = 1.16$ и 1.52 Мбар [34]; R – граница двухфазной области жидкость–пар; пунктир – В1; сплошная линия – В2; штрих-пунктир – [37]. Эксперимент [34]

Плотность жидкого никеля исследовалась статическими методами при атмосферном давлении до $T \sim 2500$ К. Обработка этих данных содержится в справочнике [33]. Термодинамические свойства никеля изучены в работе [19] методом изобарического расширения в атмосферу инертного газа при $P = 2$ кбар. В этой же работе измерялась скорость звука. Кривая испарения этого металла при газовых плотностях определена в экспериментах по измерению давления насыщенных паров [30, 31]. Оценки положения критической точки никеля получены с помощью принципа соответственных состояний [35], а также на основе различных по степени сложности моделей уравнений состояния [36–38, 42].

Фазовая диаграмма никеля с двухфазной областью жидкость–пар и оценками критической точки изображена на рис. 3. Пунктирной линией показана бинодаль никеля, полученная по уравнению состояния работы [37].

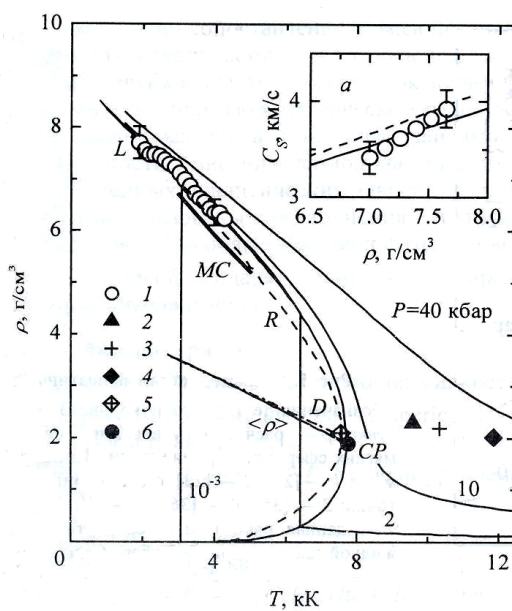


Рис. 3. Фазовая диаграмма никеля: обозначения те же, что и на рис. 1, кроме: MC – расчет методом Монте-Карло; D – прямолинейный диаметр; пунктир – бинодаль [37]. Эксперимент: 1 – [19]; оценки критической точки: 2 – [36]; 3 – [35]; 4 – [38]; 5 – [37]; 6 – данная работа; a – скорость звука в жидком никеле при $P = 2$ кбар. Сплошная линия – настоящая работа, пунктир – расчет [37]. Эксперимент [19]

Сравнение вычисленной скорости звука на изобаре $P=2$ кбар с экспериментом [19] иллюстрирует *рис. 3а*. Результаты моделирования жидкости методом Монте-Карло в изобарическом ансамбле [4] при $P=2$ кбар с потенциалом мягких сфер со значениями параметров $n=8.4$, $\varepsilon/k=321$ К и $\sigma=1.46 \cdot 10^{-8}$ см, найденных из условия корректного описания опытных данных, показаны на *рис. 3*. Хорошее согласие расчетной зависимости давления насыщенных паров от температуры с обработкой эксперимента [31], как видно из *рис. 4*, подтверждает надежность разработанного уравнения состояния в области пониженных плотностей и давлений.

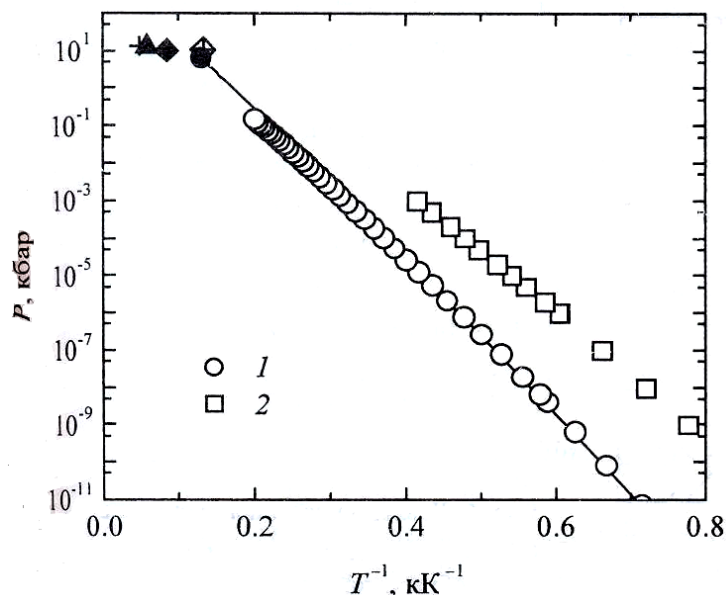


Рис. 4. Давление насыщенных паров никеля: обозначения те же, что и на *рис. 3*, кроме: обработка эксперимента: 1 – [31]; 2 – [30]

Следует отметить, что данные справочника [30] по давлению насыщенных паров дают заниженное значение температуры испарения 2408 К, противоречащее приведенной там же величине $T_{v0}=3073$ К [30], которая и была использована при построении уравнения состояния в настоящей работе. Значения параметров критической точки никеля близки к данным работы [37] и лежат ниже оценок других авторов [35, 36, 38, 42] по температуре и давлению. Полученное уравнение состояния, как видно из *рис. 3* и *4*, демонстрирует хорошее качество описания опытных данных, согласуется с более сложным уравнением состояния [37], а также с результатами моделирования методом Монте-Карло.

Область жидкой фазы *платины* исследована в условиях статического эксперимента при атмосферном давлении. Обработка экспериментальных данных приведена в справочнике [33]. Термодинамические свойства платины также исследовались методом изобарического нагрева мощным импульсом тока в атмосфере инертного газа при $P=3$ кбар [22] и 2 кбар [23], причем в последнем случае измерялась также скорость звука. Экспериментальные данные работ [22] и [23] согласуются между собой в пределах погрешности. При построении уравнения состояния коэффициенты подбирались из соответствия более позднему эксперименту [23]. Бинодаль платины при низких по сравнению с критической температурах определена в опытах по измерению давления насыщенных паров, обработка которых содержится в справочнике [30]. Оценки критической точки получены с помощью принципа соответственных состояний [35] и на основе различных по степени сложности моделей уравнений состояния [8, 36, 37].

Фазовая диаграмма платины с двухфазной областью жидкость–пар и оценками критической точки показана на *рис. 5*.

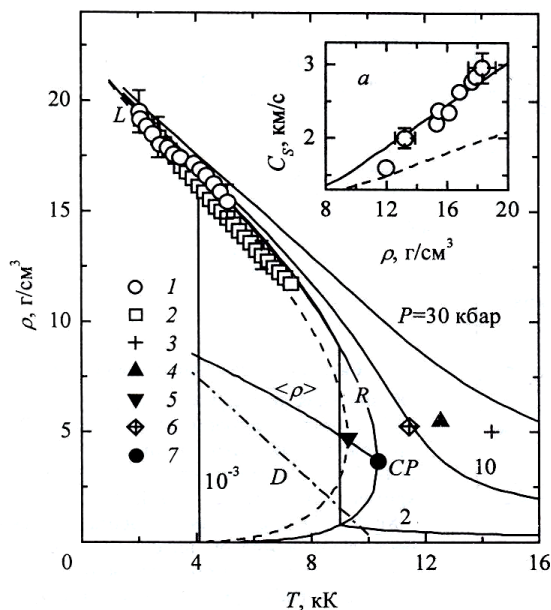


Рис. 5. Фазовая диаграмма платины: обозначения те же, что и на рис. 3, кроме: пунктир – расчет по уравнению состояния мягких сфер с коэффициентами [8]. Эксперимент: 1 – [22]; 2 – [23]; оценки критической точки: 3 – [35]; 4 – [36]; 5 – [8]; 6 – [37]; 7 – данная работа; а – скорость звука в жидкой платине при $P=2$ кбар; сплошная линия – расчет данной работы; пунктир – [8]. [8]. Эксперимент [19]

Там же показана бинодаль, вычисленная по уравнению состояния мягких сфер с коэффициентами из работы [8]. Следует отметить, что температура испарения при нормальных условиях в этом случае равна $T_{v0}=3424$ К вместо справочного значения 4100 К [30, 32]. Сравнение с экспериментом по измерению скорости звука на изобаре $P=2$ кбар иллюстрирует рис. 5а. Хорошее согласие расчетной зависимости давления насыщенных паров платины со справочными данными [30], как видно из рис. 6, подтверждает надежность разработанного уравнения состояния в области пониженных плотностей и давлений.

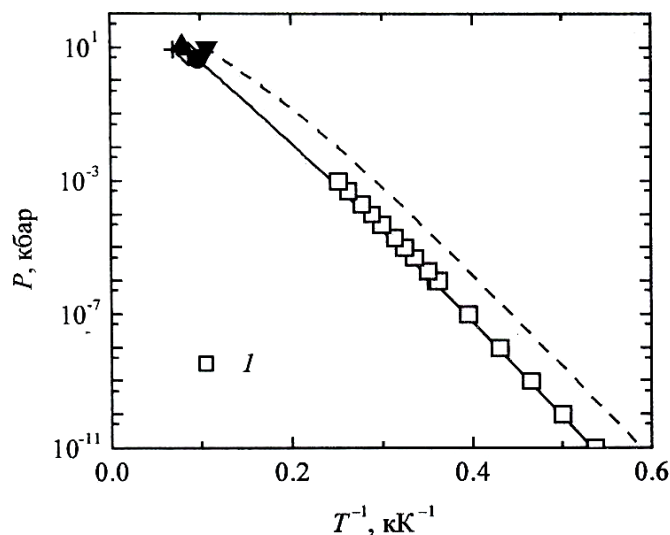


Рис. 6. Давление насыщенных паров платины: обозначения те же, что и на рис. 5, кроме: обработка эксперимента: 1 – [30]

Построенное уравнение состояния хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные. Расчетные параметры критической точки согласуются с другими оценками [8, 35–37] по температуре и лежат несколько ниже по плотности и давлению.

Заключение. На основе расчетов методом Монте-Карло и максимального привлечения статистических и динамических данных для жидких металлов в рамках модели мягких сфер построены уравнения состояния жидкой фазы пятнадцати металлов. Выполнен расчет термодинамических свойств; получены положения границ высокотемпературного кипения и критической точки; выполнено сопоставление с имеющимися экспериментальными данными. В пределах погрешности исходных опытов удалось описать данные по измерению энтальпии, плотности и скорости звука в электровзрывных экспериментах; скорость разлета вещества в зависимости от давления при изоэнтропическом расширении ударно-сжатых образцов, а также упругость насыщенных паров металлов в зависимости от температуры. Все это свидетельствует об адекватности описания термодинамических свойств металлических жидкостей с помощью полученных аналитических зависимостей потенциала. Результаты проведенных расчетов были использованы для уточнения широкодиапазонных многофазных уравнений состояния металлов [37] в области жидкой фазы при высоких температурах и давлениях.

Авторы благодарят Иориша В.С. за предоставленные данные по давлению насыщенных паров никеля и меди.

Библиография

1. Фишер И.З. Статистическая теория жидкостей. М.: Физматлит, 1961. 280 с.
2. Physics of simple liquids / Ed. Temperley H.N.V., Rowlinson J.S., Rushbrooke G.S. Amsterdam: North Holland, 1968. 308 p.
3. Бушман А.В., Фортов В.Е. Модели уравнения состояния вещества // УФН. 1983. Т. 140, № 2. С. 177–232.
4. Замалин В.М., Норман Г.Э., Филинов В.С. Метод Монте-Карло в статистической термодинамике. М.: Наука, 1977. 228 с.
5. Бушман А.В., Капель Г.И., Ни А.Л., Фортов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988. 199 с.
6. Фортов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 367 с.
7. Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // УФН. 1984. Т. 144, № 2. С. 215–250.
8. Gathers G.R. Dynamic methods for investigating thermophysical properties of matter at very high temperatures and pressures // Rep. Progr. Phys. 1986. V. 49. P. 341–396.
9. Gathers G.R. Thermophysical properties of liquid copper and aluminum // Int. J. Thermophys. 1983. V. 4, N 3. P. 209–226.
10. Gathers G.R., Shaner J.W., Hixson R.S., Young D.A. Very high thermophysical properties of solid and liquid vanadium and iridium // High Temp.-High Press. 1979. V. 11, N 6. P. 653–668.
11. Seydel U., Kitzel W. Thermal volume expansion of liquid Ti, V, Pd, and W // J. Phys. F: Metal Phys. 1979. V. 9, N 9. P. L153–L160.
12. Shaner J.W., Gathers G.R., Minichino C. Thermophysical properties of liquid tantalum and molybdenum // High Temp.-High Press. 1977. V. 9. P. 331–343.
13. Berthault A., Aries L., Matricon J. High-pressure, high-temperature thermophysical measurements on tantalum and tungsten // Intern. J. Thermophys. 1986. V. 7, N 1. P. 167–179.
14. Hixson R.S., Winkler M.A., Shaner J.W. High-temperature sound speed measurements in expanded liquid tantalum // High Temp.-High Press. 1986. V. 18. P. 635–638.
15. Pottlacher G., Kaschnitz E., Jager H. High-pressure, high temperature thermophysical measurements on molybdenum // J. Phys.: Condense Matter. 1991. V. 3. P. 5783–5792.
16. Hixson R.S., Winkler M.A. Thermophysical properties of molybdenum and rhenium // Int. J. Thermophys. 1992. V. 13. No 3. P. 477–487.
17. Hixson R.S., Winkler M.A. Thermophysical properties of solid and liquid tungsten // Intern. J. of Thermophys. 1990. V. 11, N 4. P. 709–718.
18. Коваль С.В., Кускова Н.И., Ткаченко С.И. Исследование механизма электровзрыва проводников и теплофизических характеристик жидких металлов // ТВТ. 1997. Т. 35, № 6. С. 876–879.

19. Hixson R.S., Winkler M.A., Hodgson M.L. Sound speed and thermophysical properties of liquid iron and nickel // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 32, N 10. P. 6485–6491.
20. Beutl M., Pottlacher G., Jager H. Thermophysical properties of liquid iron // *Int. J. Thermo-phys.* 1994. V. 15, N 6. P. 1323–1331.
21. Thevenin Th., Aries L., Boivineau M., Vermeulen J.M. Thermophysical properties of rhenium // *Int. J. Thermophys.* 1992. V. 14, N 3. P. 441–448.
22. Gathers G.R., Shaner J.W., Hodgson W.M. Thermodynamic characterization of liquid metals at high temperature by isobaric expansion measurements // *High Temp.-High Press.* 1979. V. 11. P. 529–538.
23. Hixson R.S., Winkler M.A. Thermophysical properties of liquid platinum // *Int. J. Thermophys.* 1993. V. 14, N 3. P. 409–416.
24. Shaner J.W., Gathers G.R., Hodgson W.M. // *Proc. 7th Symp. on Thermophysical Properties*. New York: ASME, 1977. P. 896–903.
25. Hixson R.S., Winkler M.A., Shaner J.W. Improvement to the isobaric expansion experiment and recent results for lead // *High Temp.-High Press.* 1985. V. 17. P. 267–270.
26. Boivineau M., Arles L., Vermeulen J.M. High-pressure thermophysical properties of solid and liquid uranium // *Physica B*. 1993. V. 190. P. 31–39.
27. Gathers G.R., Shaner J.W., Young D.A. Experimental, very high-temperature, liquid-uranium equation of state // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 33, N 2. P. 70–72.
28. Young D.A. Soft-sphere model for liquid metals // *Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-52352*. Livermore: 1977. 20 p.
29. Hoover W.G., Stell G., Goldmark E., Degani G.D. Generalized Van der Waals equation of state // *J. Chem. Phys.* 1975. V. 63. P. 5434–5438.
30. Физические величины. Справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
31. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: справ. изд. в 4-х т. / под ред. В.П. Глушко, Л.В. Гурвича, Г.А. Бергмана, И.В. Вейтца, В.А. Медведева, Г.А. Хачкурузова, В.С. Юнгмана. М.: Наука, 1978. 560 с.
32. Hultgren R., Desai P.D., Hawkins D.T., Gleiser M., Kelley K.K., Wagman D.D. Selected values of the thermodynamic properties of the elements. Metals Park, Ohio: ASME, 1973. 2518 p.
33. Lang G. Density of liquid elements // *CRC Handbook of Chemistry and Physics* / Ed. Lide DR. London: CRC Press, 1994–1995. P. 4–126; 4–134.
34. Гударенко Л.Ф., Гущина О.М., Жерноклетов М.В., Медведев А.Б., Симаков Г.В. Ударное сжатие и изэнтропическое расширение пористых образцов вольфрама, никеля и олова // *ТВТ*. 2000. Т. 38, № 3. С. 437–444.
35. Фортвов В.Е., Дремин А.Н., Леонтьев А.А. Оценка параметров критической точки // *ТВТ*. 1975. Т. 13, № 5. С. 1072–1080.
36. Young D., Alder B. Critical point of metals from the Van der Waals model // *Phys. Rev. A*. 1971. V. 3, N 1. P. 364–371.
37. Ломоносов И.В. Фазовые диаграммы и термодинамические свойства металлов при высоких давлениях и температурах: автореф. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 2000. 38 с.
38. Копышев В.П., Медведев А.Б. Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995. 121 с.
39. Seydel U., Bauhof H., Fucke W., Wadle H. Thermophysical data for various transition metals at high temperatures obtained by a submicrosecond-pulse-heating method // *High Temp.-High Press.* 1979. V. 11, N 6. P. 635–642.
40. Fucke U., Seydel W. Improved experimental determination of critical-point data for tungsten // *High Temp.-High Press.* 1980. V. 12, N 4. P. 419–432.
41. Ternovoi V., Filimonov A., Fortov V., Gordon Yu., Nikolaev D., Pyalling A. Liquid-vapor phase boundaries determination by dynamic experimental method // *Bull. Amer. Phys. Soc.* 1999. V. 44. No 2. P. 95.
42. Ликальтер А.А. О критических параметрах металлов // *ТВТ*. 1985. Т. 23, № 3. С. 465–471.

ДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА МИШЕНЬ ИЗ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА

¹Костин В.В., ¹Фортов В.Е., ²Кунижев Б.И., ²Савинцев А.П.*, ²Темроков А.И.

¹ОИВТ РАН; ²Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова

*savinal@mail.ru

В работе исследовались процессы воздействия лазерного импульса на мишень из полиметилметакрилата. Проведено сопоставление полученных результатов с данными по ударному воздействию на подобную мишень при тех же энергиях (2–6 кДж). Изучена эволюция напряженного состояния в материале мишени, процессы разрушения материала. Определена степень поврежденности материала мишени и зоны повреждения.

Ключевые слова: лазерный импульс, полиметилметакрилат, ударная волна, повреждение материала, откол.

EFFECT OF POWERFUL LASER PULSES ON POLYMETHYLMETHACRYLATE TARGET

¹Kostin V.V., ¹Fortov V.E., ²Kunigev B.I., ²Savintsev A.P., ²Temrokov A.I.

¹JIHT RAS; ²Kabardino-Balkarian State University

In this work, we investigated the processes of action of a laser pulse on a target made of polymethylmethacrylate. The results obtained are compared with the data on the impact on a similar target at the same energies (2-6 kJ). The evolution of the stress state in the target material, the processes of destruction of the material, are studied, the degree of damage to the target material and the damage zone is determined.

Keywords: laser pulse, polymethylmethacrylate, shock wave, material damage, spalling.

Воздействие лазерного излучения на вещество лежит в основе многих лазерных технологий. Комплекс задач, возникающих в таких работах, часто приходится решать путем новых подходов к оптическим системам [1] и с привлечением компьютерного моделирования явлений [2, 3].

Изучалось ударное воздействие на мишень из полиметилметакрилата (ПММА), создаваемое лазерным импульсом.

Процессы импульсного воздействия на материалы сопровождаются формированием импульсов сжатия (ударных волн) в веществе, которые, отражаясь от свободных поверхностей, способны при достаточной амплитуде растягивающих напряжений и длительности их воздействия вызвать нарушения сплошности в твердых телах [4–6].

В данной работе проводилось моделирование взаимодействия лазерного импульса с ПММА. Описание среды проводилось в двумерной произвольной геометрии (плоской и цилиндрической) в координатах Лагранжа на основании решения уравнений сохранения массы, импульса и энергии в интегральной форме [5]. Пластические свойства материала мишени учитывались в рамках теории Мизеса и Гука. При этом проводилась корректировка модуля упругости и предела текучести в зависимости от степени разрушения образца в данном месте. В качестве основного уравнения

состояния вещества использовалось уравнение, позволяющее описывать поведение материала в широком диапазоне плотностей, давлений и температур [7].

Действие лазерного излучения моделировалось посредством задания на облучаемой поверхности импульса давления, действующего синхронно лазерному излучению. Значение абляционного давления определялось при помощи скейлинга [8].

Алгоритм задачи основывался на конечно-разностном описании уравнений сохранения. Для решения конечно-разностных уравнений применялась схема второго порядка точности по пространству – «крест». Получить второй порядок точности по времени позволяло применение специальной процедуры типа «предиктор-корректор». Для сглаживания решений и обеспечения их стабильности применялась искусственная вязкость в тензорной и скалярной формах, причем скалярная вязкость описывалась линейной и квадратичной зависимостями от градиента скорости [5].

В данной работе полная энергия лазерного импульса, действующего на ПММА, варьировалась в пределах 2–6 кДж. Пятно облучения имело диаметр 10 мм, а длительность лазерного импульса изменялась от 30 до 100 нс. Коэффициент поглощения был принят равным 0.8. При таких значениях параметров интенсивность воздействия на облучаемой поверхности находилась в пределах $(3-10) \cdot 10^{10}$ Вт/см², а значения давления на поверхности материала изменялись в диапазоне 10–110 кбар. Данные значения давления и были заданы в качестве граничных условий на облучаемой поверхности.

На основании проведенных исследований изучена картина напряженного состояния в веществе, положение и размеры зон разрушения, степень поврежденности материала. Проведена оценка размеров кратера в данных условиях воздействия.

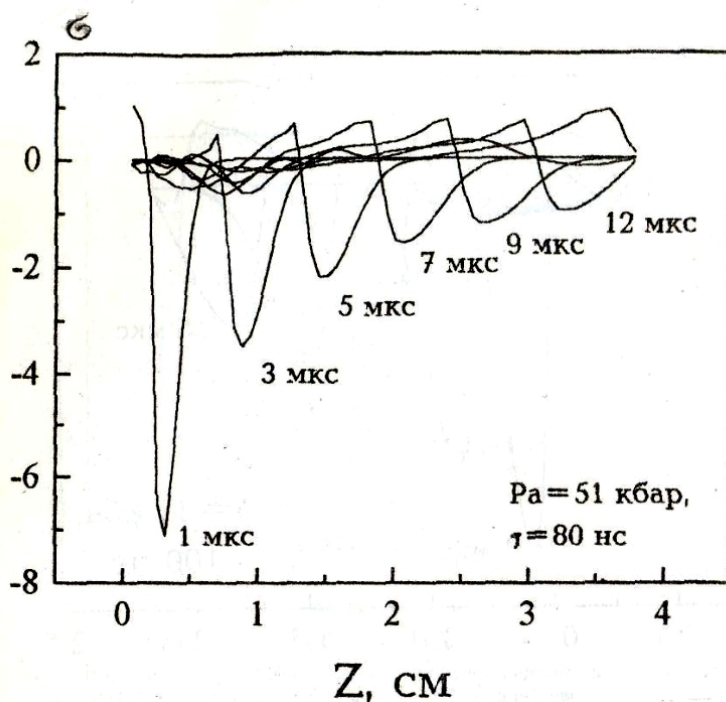


Рис. 1. Распределение по глубине полных осевых напряжений для нескольких моментов времени: $t = 1, 3, 5, 7, 9, 12$ мкс. Параметры лазерного импульса: $I = 7 \cdot 10^{10}$ Вт/см². $\tau = 80$ нс

Развитие процессов ударно-волнового воздействия на оси мишени, которая совпадает с осью действия лазерного импульса, показано на рис. 1–4.

Распределение по оси полных осевых напряжений (σ) в материале мишени для некоторых моментов времени в двух вариантах воздействия показано на рис. 1 и 2. Качественно картина продвижения ударной волны в обоих случаях не изменяется.

Характерно затухание ударных волн по мере продвижения и наличие волн разгрузки от лицевой и тыльной поверхностей мишени. В этом случае ударная волна проходит сквозь мишень за

большее время и сильнее затухает, поскольку во втором случае толщина мишени была больше. Зависимость тех же осевых напряжений от времени в нескольких точках по глубине мишени отражает рис. 3.

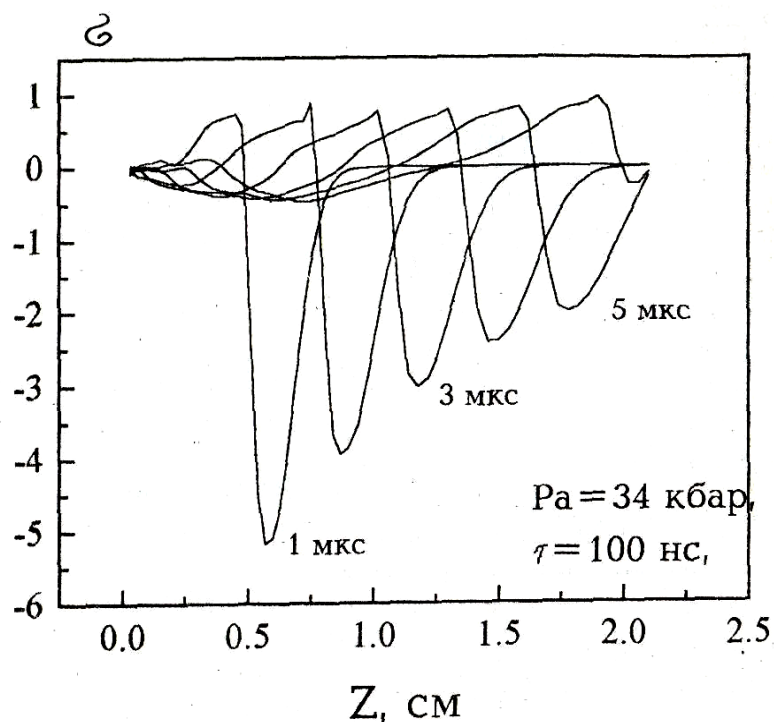


Рис. 2. Распределение по глубине полных осевых напряжений для нескольких моментов времени: $t = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ мкс. Параметры лазерного импульса: $I = 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². $\tau = 100$ нс

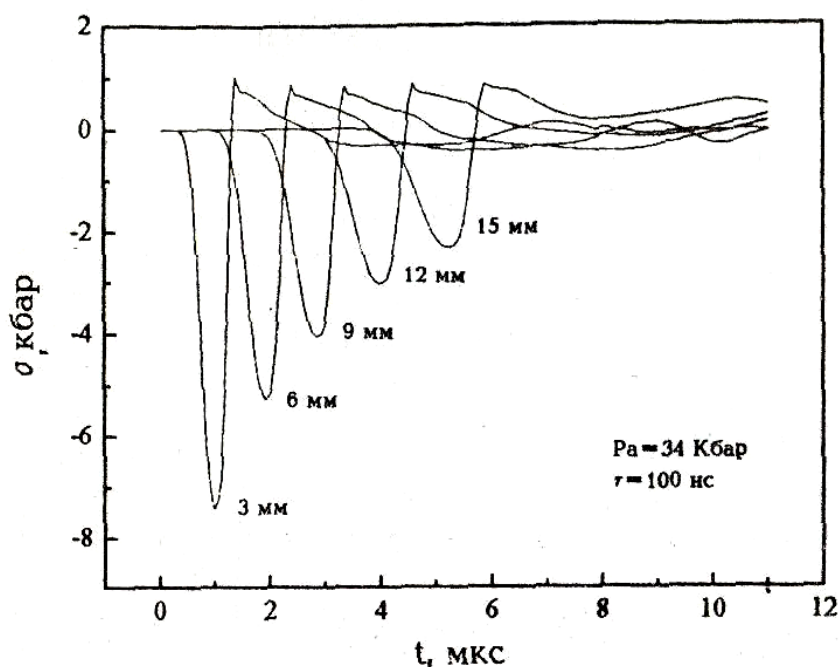


Рис. 3. Зависимость от времени полных осевых напряжений для нескольких точек по глубине мишени, расположенных на оси симметрии: $h = 3, 6, 9, 12, 15$ мм. Параметры лазерного импульса: $I = 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². $\tau = 100$ нс

Распределение по оси плотности материала мишени для нескольких моментов времени показано на рис. 4.

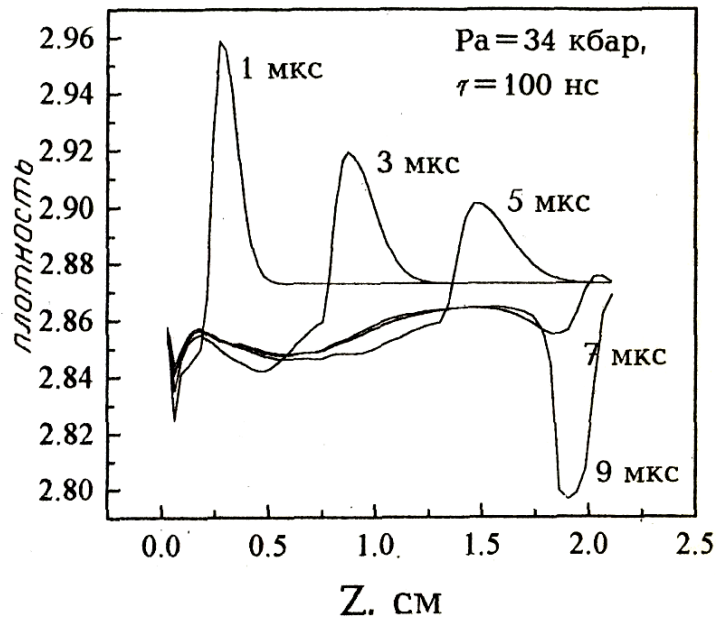


Рис. 4. Распределение по глубине плотности на оси симметрии для нескольких моментов времени: $t = 1, 3, 5, 7, 9$ мкс. Параметры лазерного импульса: $I = 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². $\tau = 100$ нс

Из этого рисунка можно сделать вывод о том, что нарушение сплошности мишени происходит главным образом в приповерхностных областях – лицевой и тыльной, причем максимальные разрушения (о чем свидетельствует падение плотности в данной области) наблюдаются у тыльной поверхности мишени. Такая картина развития деструкционных процессов является характерной при данном способе импульсного воздействия.

Если ударная волна еще не вышла на свободную поверхность, то она имеет «классическую» для инициированных лазерным импульсом ударных волн структуру: собственно ударную волну с затянутым «хвостом» и волну разгрузки от лицевой поверхности мишени, ослабляющую ударную волну. В момент выхода ударной волны на свободную тыльную поверхность, когда начинает формироваться волна разгрузки, вследствие различия скоростей центральной части ударной волны и ее периферийных областей вначале выходит на свободную поверхность центральная часть ударной волны, в то время как периферийные ее зоны еще продолжают движение к поверхности.

Для момента времени, совпадающего с практически полным отражением ударной волны от тыльной поверхности, характерно формирование зоны действия растягивающих напряжений, приводящих к разрушению образца по откольному механизму. Поскольку в зоне нарушения сплошности материала происходит релаксация напряжений на формирующихся трещинах, видно, что для этого момента времени максимальные значения растягивающих напряжений располагаются уже не в центральной части образца, а на периферии, где разрушение слабее. Только небольшие области у боковых поверхностей образца остаются под воздействием сжимающих напряжений. В следующие моменты времени волны разгрузки сильно ослабевают вследствие релаксации напряжений в зоне разрушения, и они уже не способны вызвать разрушение материала, так как их амплитуда меньше значения порогового напряжения откола.

Выводы. Использование лазерных импульсов крайне эффективно для создания условий откольного разрушения, поскольку лазерный импульс действует более разрушительно, нежели, например, ударное нагружение [9], так как в этом случае область разрушений занимает больший объем, и разрушения имеют более глубокий характер.

Заметим, однако, что в реальных экспериментах по лазерному воздействию на материалы необходимо учитывать пороги самофокусировки лазерного излучения [10].

Таким образом, действие лазерного импульса на твердотельную мишень и моделирование происходящих процессов позволяют рассмотреть такие воздействия на вещество, которые трудно

достижимы другими методами (высокоскоростным ударником [9]) в земных условиях, но легко реализуются в космическом пространстве.

Библиография

1. Savintsev A., Temrokov A. Optical systems with laser amplifiers of brilliancy of the image in works with optical-transparent dielectrics // Ext. abs. Int. Conf. On Applied Optics – 96. SPb: SPbSU. 1996. P. 239.
2. Костин В.В., Кунижев Б.И., Савинцев А.П., Темроков А.И., Фортвов В.Е. Разрушение твердых мишеней лазерным импульсом: препринт ИВТАН № 5-392. М.: ОИВТ РАН, 1996. 16 с.
3. Savintsev A., Temrokov A., Kunigev B., Znamenski V. Influence of light of active media on characteristics of polymers // 14 IUPAC Int. Conf. On Chemical Thermodynamics. Osaka (Japan): OSU. 1996. P. 473.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
5. Eliezer S., Koslin V.V., Fortov V.E. Spallation of metals under laser irradiation // J. Appl. Phys. 1991. V. 70, N 8. P. 4524–4531.
6. Канель Г.И., Фортвов В.Е. Механические свойства конденсированных сред при интенсивных импульсных воздействиях // Успехи механики. 1987. Т. 10, № 3. С. 3–82.
7. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортвов В.Е. Модели широкодиапазонных уравнений состояния веществ при высоких плотностях веществ: препринт ИВТАН № 6-287. М.: ИВТАН, 1990. 43 с.
8. Вовченко И.И., Красюк И.К., Семенов А.Ю. Абляционные и динамические характеристики лазерного воздействия на плоские мишени // Тр. ИОФАН. 1992. Т. 36. С. 129–201.
9. Костин В.В., Кунижев Б.И., Сучков А.С., Темроков А.И. Динамическое разрушение полиметилметакрилата (ПММА) при ударе // ЖТФ. 1995. Т. 65, № 7. С. 176–179.
10. Алешкович В.А., Ахманов С.А., Жданов Б.В., Сухоруков А.П. Роль тепловой самофокусировки при оптическом пробое прозрачных диэлектриков в поле наносекундных импульсов // Квантовая электроника. 1975. Т. 15, № 6. С. 1179–1185.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И СЖИМАЕМОСТЬ АЛМАЗА И ГРАФИТА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

¹Павловский М.Н., ²Хищенко К.В.*, ¹Жерноклетов М.В.,
³Ломоносов И.В., ¹Симаков Г.В., ²Фортов В.Е.

¹РФЯЦ-ВНИИЭФ; ²ОИВТ РАН; ³ИПХФ РАН

*konst@ihed.ras.ru

Исследована ударная сжимаемость алмаза и графита при давлениях 50–745 кбар. Полученные данные обобщены в форме полуэмпирического уравнения состояния углерода с учетом полиморфных превращений и плавления при высоких плотностях энергии.

Ключевые слова: графит, алмаз, уравнение состояния, ударная волна, полиморфные превращения.

PHASE TRANSFORMATIONS AND COMPRESSIBILITY OF DIAMOND AND GRAPHITE IN SHOCK WAVES

¹Pavlovskii M.N., ²Khishchenko K.V., ¹Zhernokletov M.V.,
³Lomonosov I.V., ¹Simakov G.V., ²Fortov V.E.

¹FSUF RFNC-VNIIEF; ²JIHT RAS; ³IPCP RAS

The shock compressibility of diamond and graphite is investigated at pressures of 50–745 kbar. The data obtained are summarized in the form of a semiempirical equation of state for carbon with allowance for polymorphic transformations and melting at high energy densities.

Keywords: graphite, diamond, equation of state, shock wave, polymorphic transformations.

Изучение термодинамических свойств и фазовых превращений полиморфных модификаций углерода в условиях интенсивного энерговклада представляет большой интерес для различных областей экспериментальной и теоретической физики [1, 2]. Уравнения состояния графита и алмаза в широком интервале параметров на фазовой диаграмме от нормальных условий до экстремально высоких давлений и температур необходимы для численного моделирования нестационарных гидродинамических процессов в условиях высокой концентрации энергии (см., например, [3]).

В настоящей работе исследована ударная сжимаемость образцов синтетического алмаза различной исходной пористости, а также графита при давлениях $P \approx 50\text{--}745$ кбар. Полученные опытные данные обобщены в форме полуэмпирического уравнения состояния.

Экспериментально были исследованы образцы синтетического алмаза с начальной плотностью $\rho_{00} = 2.02, 1.789, 0.607$ и 0.56 г/см³, а также графита с плотностью $\rho_{00} = 1.87$ г/см³. Ударные волны в образцах (толщиной 2.5–4 мм) генерировались через медные, алюминиевые и железные экраны (2.2–10 мм) стальными ударниками (2.2 мм), разогнанными продуктами детонации конденсированных взрывчатых веществ до 5–6 км/с. Регистрация скорости фронта исходной ударной волны D (с погрешностью $\sim 1.5\%$) в образцах с помощью электроконтактных датчиков дает возможность по известной ударной адиабате экрана и заданным характеристикам генерируемых ударных волн рассчитать значения массовой скорости U и давления P [4]. Экспериментальные точки, параметры которых получены усреднением по 6–8 регистрациям, изображены в координатах P - U на рис. 1.

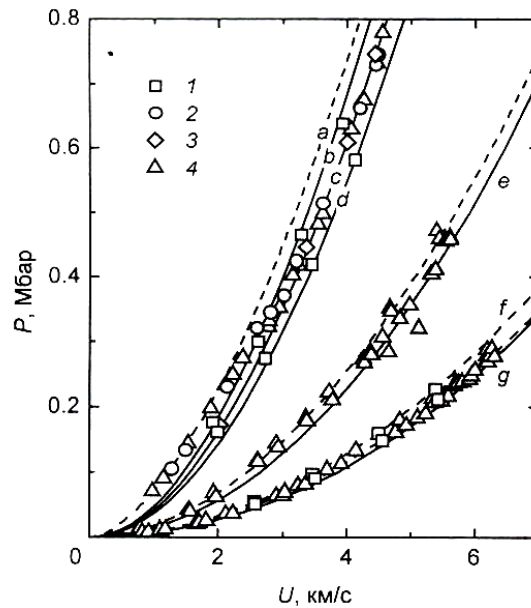


Рис. 1. Ударные адиабаты образцов алмаза (сплошные линии) и графита (пунктир) различной начальной плотности: a и c – $\rho_{00} = 1.87$; b – 2.02 ; d – 1.789 ; e – 1.011 ; f – 0.607 ; g – 0.56 г/см³.
Эксперимент: 1 и 2 – настоящая работа; 3 – [6], 4 – [8]

Отметим, что данные опытов с графитом и плотными образцами алмаза ($\rho_{00} = 2.02$ и 1.789 г/см³) удовлетворительно согласуются с результатами выполненных ранее исследований по ударному сжатию образцов природного алмаза с $\rho_{00} = 1.9$ г/см³ [6], а также графита с $\rho_{00} = 1.85$ г/см³ [7, 8]. Аналогичное заключение можно сделать, сравнивая экспериментальные точки, полученные при нагружении алмазных образцов наименьшей исходной плотности $\rho_{00} = 0.56$ г/см³, с данными для вспененного углерода той же начальной плотности [8].

Для обобщения новой и имевшейся ранее экспериментальной информации использовано полуэмпирическое уравнение состояния углерода [8] с учетом полиморфных фазовых превращений и плавления при высоких плотностях энергии. Результаты расчетов по этому многофазному уравнению состояния, как видно из рис. 1, хорошо согласуются с совокупностью ударно-волновых данных настоящей работы и ранних исследований [6, 8].

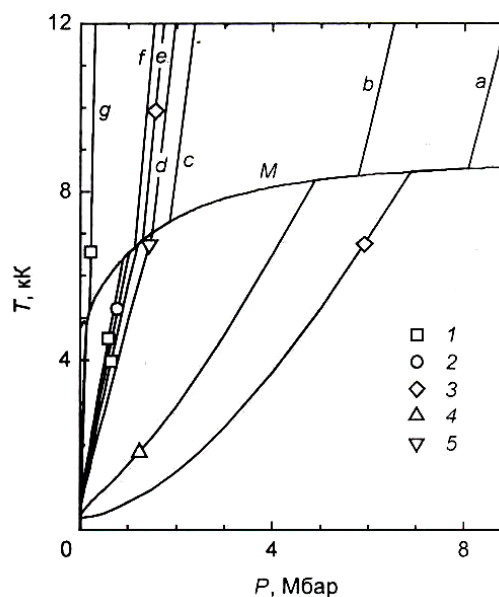


Рис. 2. Фазовая диаграмма углерода: М – кривая плавления алмаза; a – g – ударные адиабаты образцов с исходными плотностями $\rho_{00} = 3.51$ (a), 3.191 (b), 2.2 (c), 2.02 (d), 1.87 (e), 1.789 (f), 0.56 (g) г/см³.
Уровень давлений, достигнутый в эксперименте: 1 и 2 – настоящая работа; 3 – [6]; 4 – [8]; 5 – [9]

Расчетная фазовая диаграмма углерода, представленная на *рис. 2*, демонстрирует область давлений и температур, достигнутых в опытах по сжатию графита и алмаза в ударных волнах с помощью традиционных взрывных устройств [6–8, 9]. Видно, что экспериментальные результаты настоящей работы относятся как к твердотельным состояниям, так и к жидкой фазе углерода.

Библиография

1. Уббеллоде А.Р., Льюис Ф.А. Графит и его кристаллические соединения. М.: Мир, 1965. 256 с.
2. Поляков В.П., Ножкина А.В., Чириков Н.В. Алмазы и сверхтвердые материалы. М.: Металлургия, 1990. 327 с.
3. Чарахчян А.А., Ломоносов И.В., Фортков В.Е., Фролова А.А., Хищенко К.В., Шуршалов Л.В. О возможности получения искусственных алмазов в конических мишенях // Физика экстремальных состояний-2001. 2001. Черноголовка: ИПХФ РАН. С. 58–60.
4. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85, № 2. С. 197–258.
5. Альтшулер Л.В., Бушман А.В., Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Леонтьев А.А., Фортков В.Е. Изэнтропы разгрузки и уравнения состояния металлов при высоких плотностях // ЖЭТФ. 1980. Т. 78, № 2. С. 741–760.
6. Павловский М.Н. Ударное сжатие алмаза // ФТТ. 1971. Т. 13, № 3. С. 893–895.
7. Павловский М.Н., Дракин В.П. К вопросу о металлической фазе углерода // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, вып. 5. С. 169–172.
8. LASL shock hugoniot data / Ed. Marsh S.P. Berkeley: Univ. of California Press, 1980. 658 p.
9. Shaner J.W., Brown J.M., Swenson C.A., McQueen R.G. Sound velocity of carbon at high pressures // J. de Physique Colloque. 1984. V. 45, N. 11. P. 8–235.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В УДАРНО-СЖАТОЙ ПЛАЗМЕ КСЕНОНА И АРГОНА

¹Шилкин Н.С., ¹Дудин С.В., ²Минцев В.Б.*, ²Грязнов В.К., ¹Фортов В.Е.

¹ОИВТ РАН; ²ИПХФ РАН

*minvb@frcp.ac.ru

В работе проведено экспериментальное исследование электропроводности и эффекта Холла в плотной ударно-сжатой плазме аргона и ксенона, находящейся в магнитном поле. Для плазмы аргона расчетные ударные адиабаты слабо зависят от выбора термодинамической модели. Для плазмы ксенона в отраженной волне появляется значительное расхождение в расчетах по моделям с различной термодинамикой.

Ключевые слова: электропроводность, эффект Холла, ударное сжатие, плазма, аргон, ксенон, термодинамическая модель.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE HALL EFFECT AND ELECTRICAL CONDUCTIVITY IN THE IMPACT-COMPRESSED PLASMA OF XENON AND ARGON

¹Shilkin N.S., ¹Dudin S.V., ²Mintsev V.B., ²Gryaznov V.K., ¹Fortov V.E.

¹IHT RAS; ²IPCP RAS

An experimental study of the electrical conductivity and the Hall effect in a dense shock-compressed plasma of argon and xenon in a magnetic field is carried out. For argon plasma, the calculated shock adiabats are weakly dependent on the choice of the thermodynamic model. For xenon plasma in the reflected wave, a significant discrepancy appears in the calculations by models with different thermodynamics.

Keywords: electrical conductivity, Hall effect, shock compression, plasma, argon, xenon, thermodynamic model.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию электропроводности и эффекта Холла в плотной ударно-сжатой плазме, находящейся в магнитном поле. Генерация плазмы осуществлялась за фронтом мощных ударных волн с помощью линейных взрывных генераторов. В экспериментах исследовалась неидеальная плазма аргона и ксенона в области частичной ионизации, где существует большая неопределенность при описании электропроводности и электронной концентрации.

Для получения плазмы требуемых параметров использовалась методика двукратного сжатия. При выходе детонационной волны на свободную поверхность в исследуемый газ с начальным давлением 4 атм. формируется ударная волна, за фронтом которой происходит ионизация. Далее при взаимодействии падающей волны с преградой возникает отраженная волна, которая приводит к дальнейшему сжатию плазмы и к росту степени ее ионизации.

Диагностика плазмы осуществлялась зондовыми методами как в прямой, так и в отраженной волне. Определение электронной концентрации было основано на измерении холловской разности потенциалов, которая возникает в среде, находящейся в скрещенных электрическом и магнитном полях (эффект Холла). Электрическое поле создавалось при пропускании электрического тока через плазму. Магнитное поле формировалось внутри соленоида, охватывающего канал генератора. При

этом направление движения плазмы было коллинеарно магнитным силовым линиям в центре соленоида. Во взрывных экспериментах в центре соленоида использовались поля 4–6 тесла. Оценки показывают, что при таких напряженностях исследуемая плазма немагнитна.

Для проявления эффекта Холла требуется, чтобы магнитное поле свободно проникало в исследуемый объект. Поэтому за фронтом прямой волны организовывалось гидродинамическое течение плазмы с малыми магнитными числами Рейнольдса ($Re_m \ll 1$). Четырехзондовая методика определения низкочастотной проводимости базировалась на измерении сопротивления плазменной среды. Усредненная по толщине проводимость плазмы рассчитывалась по известной геометрии электродной системы и измеренного сопротивления. Измерительная ячейка с зондами помещалась в центре соленоида. Пары электродов имели разную длину, что позволяло в эксперименте определять также скорость фронта падающей волны с погрешностью 3–5 %.

Следует отметить проблемы, с которыми мы столкнулись при проведении экспериментов, и пути их решения. Основная принципиальная трудность, ограничивающая зондовые измерения в ударно-сжатой плазме, находящейся в магнитном поле – высокий уровень посторонних сигналов, порожденных изменением магнитного потока через контуры, образованные измерительными цепями.

Применительно к измерению эффекта Холла проблема осложняется тем обстоятельством, что с ростом электронной концентрации уменьшается величина регистрируемого сигнала. Для ее решения, во-первых, была проведена оптимизация конструкции измерительной ячейки. Во-вторых, при обработке экспериментальных осциллограмм использовалась частотная методика выделения полезного сигнала из общего. Другая группа вопросов относится к генерации проводящей плазмы, находящейся в пространственно однородном магнитном поле.

Для их решения необходимо учесть эффекты, связанные с взаимодействием нестационарного магнитного поля и движущейся проводящей среды. Оценки показывают, что генерацию неидеальной высокопроводящей плазмы (Ar и Xe), находящейся в магнитном поле, можно осуществить с помощью методики двукратного *сжатия* при скоростях фронта падающей ударной волны 2–4 км/с. Однако в этих условиях возникают проблемы организации одномерного стационарного течения плазмы, т.к. волны боковой разгрузки заметно искривляют плоский фронт ударной волны с ее удалением от среза заряда. Поэтому измерительная ячейка устанавливалась в таком месте, чтобы область плазменного образования с плоским фронтом имела достаточные размеры для диагностики ее свойств.

Немаловажное значение имеет выбор материала генератора: с одной стороны, он должен выдерживать необходимые начальные давления, с другой стороны, скорость распространения ударно-волнового возмущения по материалу генератора должна быть меньше скорости ударной волны в исследуемом газе. Для исследования плазмы Ar и Xe в качестве материала генератора был выбран винипласт.

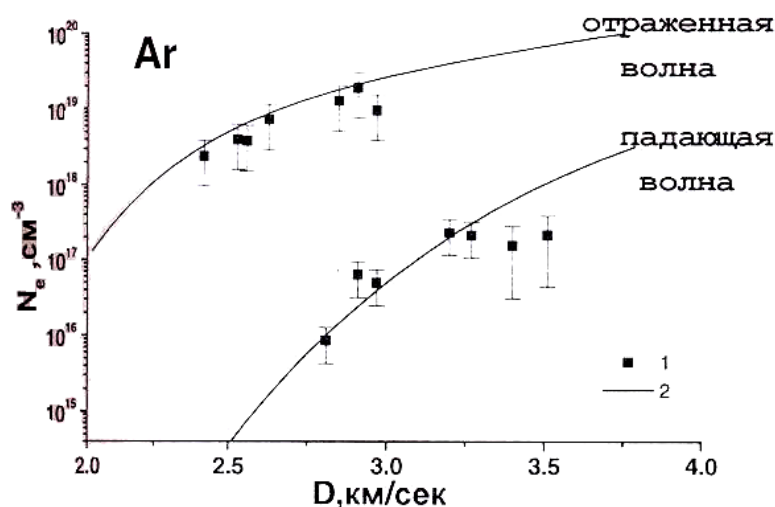


Рис. 1. Электронная концентрация в неидеальной плазме аргона:

1 – эксперимент; 2 – расчет в дебаевском приближении большого канонического ансамбля (БКА)

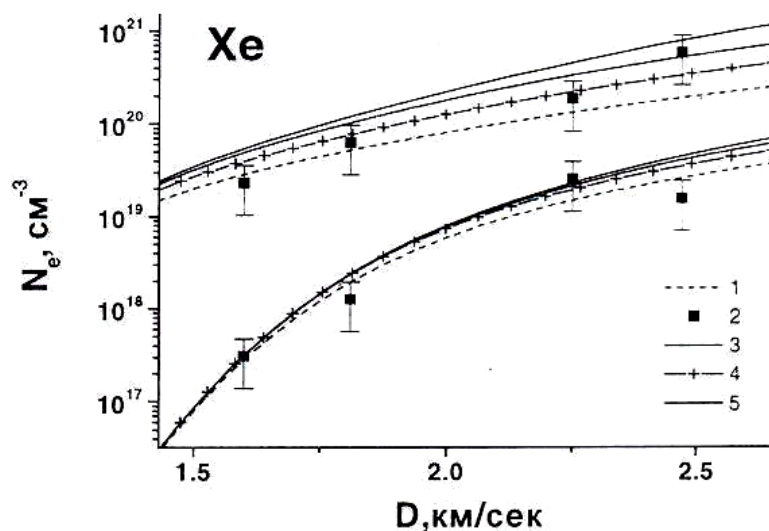


Рис. 2. Электронная концентрация в неидеальной плазме ксенона: 1 – модель идеальной плазмы; 2 – эксперимент; 3 – расчет в дебаевском приближении БКА, статсуммы ограничены $E_i < I - dI$; 4 – расчет в дебаевском приближении БКА, статсуммы ограничены основным состоянием; 5 – разложение до 2-го порядка по Γ в БКА, статсуммы ограничены основным состоянием. E_i – энергии уровней; I – потенциал ионизации; dI – снижение потенциала ионизации

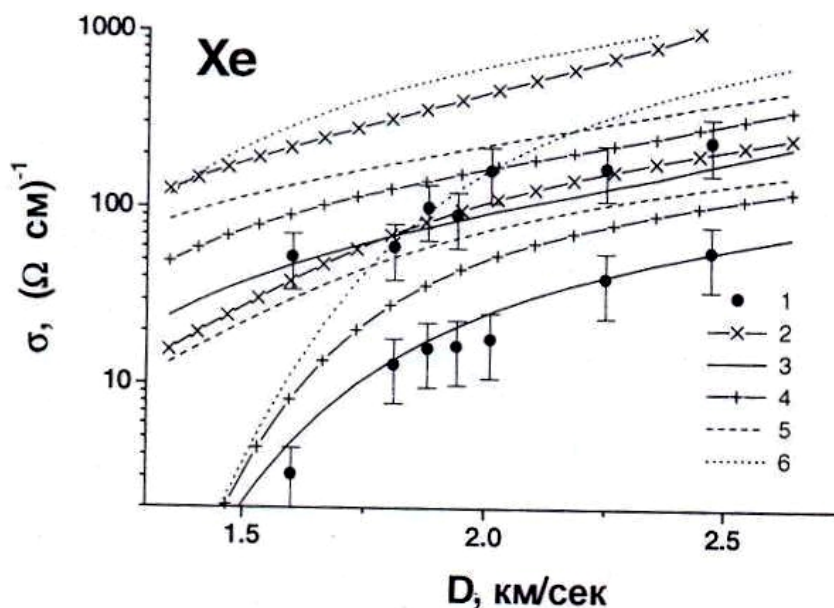


Рис. 3. Электропроводность неидеальной плазмы ксенона: 1 – эксперимент; 2 – расчет по формуле Спитцера; 3 – расчет по формуле Фроста; 4 – аддитивное приближение; 5 – кулоновская составляющая проводимости; 6 – атомарная составляющая проводимости

Измерения электропроводности и электронной концентрации в ударно-сжатой неидеальной плазме проводились в диапазоне параметров при $P=200 - 6500$ бар; $T=6000 - 22000$ К; параметре кулоновской неидеальности $0.01-2.8$. Максимальная электронная концентрация, полученная в экспериментах, $1.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Погрешность определения электронной концентрации $50-80\%$. Зарегистрированные значения электропроводности лежат в диапазоне $0.1-200 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$; они определялись с точностью $30-40\%$.

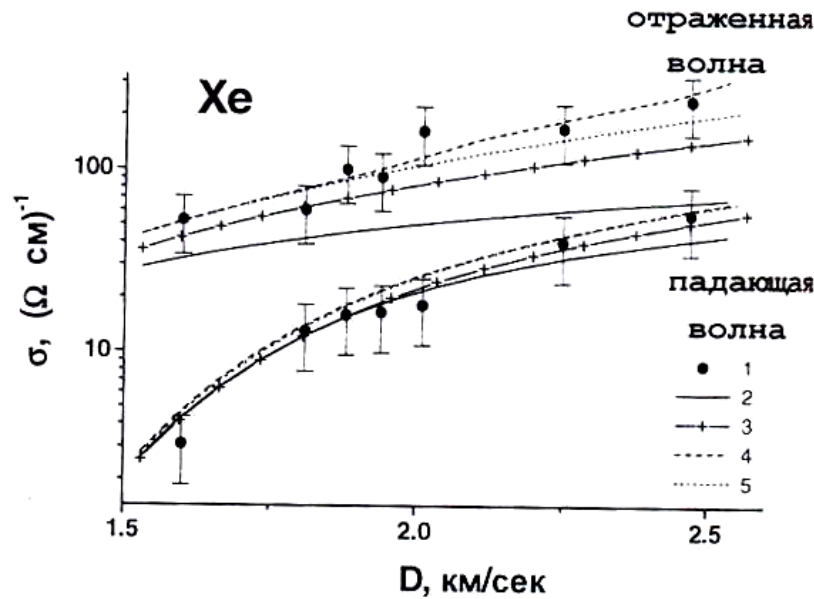


Рис. 4. Электропроводность неидеальной плазмы ксенона: 1 – эксперимент; 2 – модель идеальной плазмы; 3 – модель идеальной плазмы, статсуммы ограничены основным состоянием; 4 – разложение до 2-го порядка по Γ в БКА, статсуммы ограничены $E_i < I - dI$; 5 – дебаевское приближение в БКА, статсуммы ограничены основным состоянием

На рис. 1–2 представлены экспериментальные и расчетные зависимости электронной концентрации в неидеальной плазме аргона и ксенона от скорости фронта падающей ударной волны. На всех рисунках нижняя группа кривых соответствует падающей волне, верхняя – отраженной ударной волне. Для плазмы аргона расчетные ударные адиабаты слабо зависят от выбора термодинамической модели. Для плазмы ксенона в отраженной волне появляется значительное расхождение в расчетах по моделям с различной термодинамикой. Достигнутые значения параметра неидеальности в ксеноне не превышают 1.3 за прямой волной и 3.0 за отраженной волной. К сожалению, точность измерения электронной концентрации не дает возможности отдать предпочтение какой-либо из расчетных моделей.

На рис. 3 показано сравнение расчета электропроводности для плазмы ксенона по различным моделям транспортных свойств для дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле. Кривая 2 соответствует формуле Спитцера. Расчет по формуле Фроста показан кривой 3. Кривая 4 соответствует независимому рассеянию электронов на атомах и ионах (аддитивное приближение).

Кулоновская составляющая проводимости плазмы (кривая 5) находится из кинетического уравнения, если пренебречь столкновением электронов с атомами. Атомарная составляющая проводимости плазмы (кривая 6), определяется аналогично, если пренебречь столкновением электронов с заряженными частицами.

Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно описываются формулой Фроста. Остальные методы дают значительное превышение расчетных данных над экспериментом. На рис. 4 приведено сравнение полученных данных по проводимости частично ионизованной плазмы ксенона с расчетом по формуле Фроста для различных термодинамических моделей. Как видно из рис. 4, расчетные кривые электропроводности в падающей волне различаются слабо, при этом измеренные значения электропроводности не противоречат расчету. Для отраженной волны появляется различие экспериментальных результатов и расчета.

В дальнейшем планируется повысить точность методики определения электронной концентрации, провести эксперименты с частично ионизованной плазмой инертных газов при более высоких значениях параметра неидеальности и при больших значениях магнитной индукции.

ФОРМИРОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФОТОЭМИССИОННОЙ ЛОВУШКЕ

Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф.*, Фортов В.Е.

ОИВТ РАН

*ofpetrov@ihed.ras.ru

Изучено формирование упорядоченных структур микрочастиц в электронной ловушке фотоэмиссионного типа в условиях микрогравитации. Найдено, что для успешного образования коррелированных пылевых структур в области фотоловушки необходима оптимизация размеров и скорости частиц, а также давления буферного газа.

Ключевые слова: микрочастицы, пылевая плазма, фотоловушка, упорядоченные структуры, размер и скорость частиц.

FORMATION OF ORDERED STRUCTURES OF CHARGED PARTICLES IN A PHOTOEMUSION TRAP

Vaulina O.S., Nefedov A.P., Petrov O.F., Fortov V.E.

JIHT RAS

The formation of ordered structures of microparticles in a photoemission-type electron trap under microgravity conditions has been studied. It was found that for the successful formation of correlated dusty structures in the area of the camera trap, it is necessary to optimize the size and velocity of particles, as well as the pressure of the buffer gas.

Keywords: microparticles, dusty plasma, camera trap, ordered structures, particle size and velocity.

Введение. Одним из механизмов зарядки пылевых частиц в условиях космического пространства при наличии интенсивных потоков ультрафиолетового излучения является фотоэмиссия [1]. При этом частицы с размерами в несколько микрон могут приобретать положительный заряд порядка 10^2 – 10^5 элементарных зарядов [2]. В условиях газового разряда вследствие больших величин заряда частиц сильная межчастичная корреляция приводит к образованию упорядоченных структур, аналогичных структурам в жидкости или теле. Основным механизмом зарядки частиц в разряде являются потоки электронов и ионов, а заряд макрочастиц является отрицательным. Наблюдаемые пылевые структуры удерживаются электрическим полем страты (в тлеющем разряде) или электродов (в вч разряде) в поле тяжести Земли [3–6].

Из известных работ по изучению макрочастиц, заряженных путем термо- и фотоэмиссии, следует упомянуть эксперименты по наблюдению положительно заряженных частиц окиси церия в ламинарной струе термической плазмы [6–8] и эксперименты по изучению поведения макрочастиц, заряженных под воздействием солнечного излучения, выполненные на борту орбитальной станции «Мир» [9]. Общим для данных работ является наблюдение частиц при их движении в газодинамическом потоке, что даже при достаточно высоком положительном заряде макрочастиц не обеспечивает стационарные условия, необходимые для формирования устойчивых упорядоченных пылевых структур. Отсутствие эффективных электрических ловушек является одной из основных причин, не

позволяющей получить экспериментальные данные о формировании сильно коррелированных структур положительно заряженных частиц.

В настоящей работе было изучено формирование упорядоченных структур макрочастиц в оригинальной электронной ловушке фотоэмиссионного типа применительно к условиям микрогравитации [10].

Распределение потенциала электрического поля в цилиндрической ловушке с фотокатодом

Найдем распределение потенциала электрического поля для фотоэмиссионной ловушки (рис. 1), представляющей собой цилиндр, один торец которого является фотокатодом, второй торец и стенки прозрачны как для светового потока, так и для эмитируемых частиц. Для простоты пренебрежем тепловым распределением начальных скоростей электронов. Будем считать, что векторы начальных скоростей эмитируемых электронов направлены перпендикулярно фотокатоду, а геометрические размеры ловушки меньше длины свободного пробега электронов при их столкновении с атомами буферного газа.

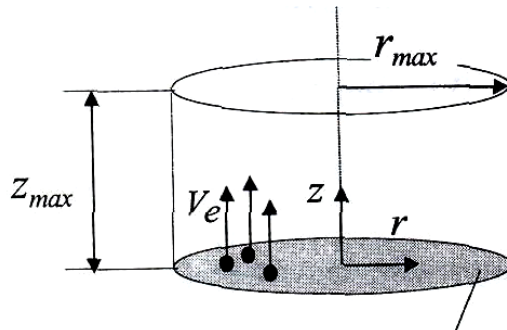


Рис. 1. Схематическое изображение цилиндрической фотоловушки

Решение данной задачи осуществлялось методом «частиц в ячейках» [11] в несколько этапов. В качестве начального приближения для решения задачи в цилиндрической r - z геометрии использовалось решение одномерного уравнения Пуассона. Введем новую переменную $U(z) = T_0 - e\phi(z)$, где $T_0 = m_e V_0^2 / 2$ – начальная энергия электронов с массой m_e и скоростью V_0 ; $\phi(z)$ – потенциал. Тогда уравнение Пуассона можно записать в виде:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} = \frac{B}{\sqrt{U}}, \quad (1)$$

где $B = 4\pi n_0 e^2 \sqrt{T_0}$ – некоторая постоянная величина, которая зависит от концентрации электронов, эмитируемых фотокатодом:

$$n_0 \equiv n(z=0) = j_0^{\phi_0} / (2e^2 T_0 / m_e)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $j_0^{\phi_0} = j^{\phi_0}(0)$ – плотность тока у поверхности фотокатода ($z=0$), величина постоянная по z для рассматриваемой одномерной геометрии ($j^{\phi_0}(z) = \text{const}$). В новых переменных граничные условия задачи примут вид:

$$U(z=0) \equiv U(z=z_{\max}) \equiv T_0, \quad \partial U / \partial z = 0 \quad \text{при} \quad z = z_{\max} / 2. \quad (3)$$

Условие симметрии задачи отражает требование экстремума потенциала в центре ловушки. Задача (1)–(3) имеет одно особое решение $U \sim |z - z_{\max}/2|^{4/3}$ при $U(z_{\max}/2) \equiv 0$. При этом величина фототока j_{lim} будет определяться известным соотношением:

$$j_{\text{lim}} = 4 \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} (T_0 / e)^{3/2} / (9\pi z_{\max}^2). \quad (4)$$

В ином случае, когда $U(z_{\max}/2) \neq 0$, задача (1)–(3) имеет аналитическое решение только в центре ловушки $U(z_{\max}/2)$. Для величины $\Delta U_0 = [T_0 - U(z_{\max}/2)] / T_0$, которая определяет глубину потенциальной ямы, будет существовать две ветви действительных решений (рис. 2):

$$\Delta U_0 = \sin^2[\arccos(1-X)/3]; 0 \leq X \leq 2; \quad (5a)$$

$$\Delta U_0 = \sin^2[\arccos(1-X)/3 + 2\pi/3]; 1 \leq X \leq 2, \quad (5b)$$

где $X = (9 z_{\max}^2 / 8 D^2)$ – некоторый параметр, а $D^2 = T_0 / (4\pi n_0 e^2)$ – величина, эквивалентная квадрату радиуса Дебая. Для того чтобы найти решение задачи (1)–(3), для всей области переменной z был использован метод стрельбы [11]. Результаты расчета распределений $U(z)$ в одномерной ловушке для различных величин параметра X показали, что устойчивым является только одно из решений – (5a), и при определенных условиях ($0 \leq X \leq 2$, соответственно, $0 \leq 2j_{\lim}$) в центре ловушки существует потенциальная яма для положительно заряженных частиц.

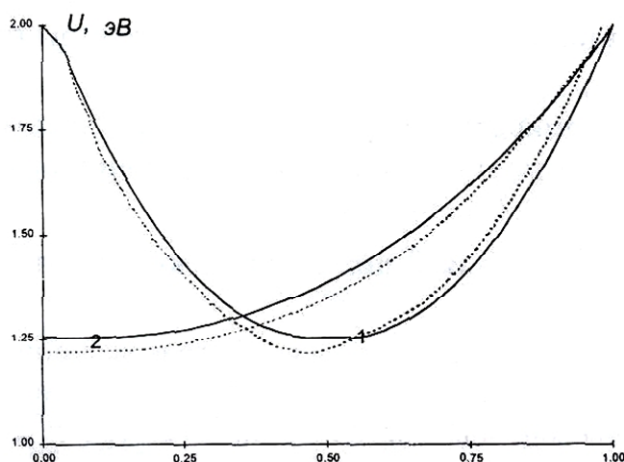


Рис. 2. Зависимость функции $U(z/z_{\max}, r=0)$ от величины $z/z_{\max}$ (1) и функции $U(z_{\max}/2, r/r_{\max})$ от $r/r_{\max}$ (2) в центре ловушки для двух различных давлений буферного газа $P_1 = 0.01$ торр (сплошная линия) и $P_2 = 0.1$ торр (штриховая линия)

Глубина $\phi_{\max} = \phi(z_{\max}/2)$ потенциальной ямы будет максимальна и равна $0.75T_0/e$, когда параметр $X = 2(2j_{\lim})$. Для $X > 2$ действительных решений уравнения (1) с граничным условием (3) не существует. Это накладывает ограничение на допустимую величину плотности фототока $2j_{\lim}$.

Для решения задачи в двумерной r - z -геометрии уравнение Пуассона и граничные условия задачи представлялись в переменных $U(Z,R) = T_0 - e\phi(Z,R)$:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 4\pi e^2 n_e; \quad (6)$$

$$U(z=0, r) \equiv U(z=z_{\max}, r) \equiv U(z, r=r_{\max}) \equiv T_0, \quad \partial U / \partial r = 0 \quad \text{при} \quad r=0,$$

где $n_e = n_e(z, r)$ – концентрация фотоэлектронов в ловушке [$n_e(0, r) = n_0$].

Расчетная область задачи покрывалась равномерной сеткой $\Delta z = z_{\max}/N_z$, $\Delta r = r_{\max}/N_r$. Для решения полученной системы уравнений применялся итерационный метод Зейделя [12]. В качестве начального приближения ($t = 0$) использовалось распределение $U(z)$, полученное при решении одномерной задачи, а правая часть уравнения (6) полагалась равной $\frac{B}{\sqrt{U}}$. Решение уравнения (6) включалось в общий численный алгоритм, в основу которого был положен метод «частиц в ячейке». После расчета пространственного распределения $U(Z,R)$ для каждой «крупной» частицы решалось уравнение движения:

$$\frac{d^2 \vec{V}_k}{dt^2} = -v_e \vec{V}_k + e \vec{E} / m_e; \quad (7)$$

$$\vec{E} = \text{grad} \{U(z, r)\}, \quad (8)$$

где v_e – частота столкновений электронов с атомами буферного газа; V_k – скорость k -той частицы. В процессе счета в нескольких слоях ячеек вблизи поверхности фотокатода задается постоянный поток $(0, r) = Q_{Me} n_0 V_0^z$ «крупных» частиц с зарядом $Q_{Me} = 500 e$, массой $M_e = 500 m_e$ и одинаковыми начальными скоростями $V_0^z = (2T_0 / M_e)^{1/2}$, $V_0^R = 0$. Для частиц, попавших на катод, сетку или стенки, предполагалось условие свободного вытекания. На заключительном этапе определялось распределение электронной концентрации $n_e(z, r)$ и плотности тока $j^{\text{фз}}(z, r)$ для всех расчетных ячеек, после чего вновь решалось уравнение (6).

Параметры для численного решения задачи (6) выбирались следующими: $T_0 = 2$ эВ, $z_{\text{max}} = 2$ см, $r_{\text{max}} = 1.5$ см. Начальная энергия эмитированных T_0 электронов зависит от энергии фотонов индуцирующего излучения и материала фотокатода и в большинстве случаев находится в диапазоне от 1 до 2 эВ [13]. Параметры ловушки z_{max} , r_{max} , с одной стороны, должны обеспечивать удержание большого числа заряженных пылевых частиц, с другой, ограничиваются длиной свободного пробега электрона l_e в буферном газе, которая должна быть сравнима или больше размеров системы. Так, для неона l_e [см] $\approx 0.12/P$ [торр], где P – давление газа [14]. Поэтому, чтобы уравнение (1) и уравнение (7) при $v_e = 0$ оставались в силе, давление неона не должно превышать 0.05 торр.

При установлении квазистационарного режима в расчетной области учитывалось около 30 тысяч «крупных» частиц. Максимальная глубина потенциальной ямы ~ 0.8 В достигается при $2j_{\text{lim}}$. Распределения функций $U(z/Z_{\text{MAX}}, 0)$ и $U(Z_{\text{MAX}}/2, R/R_{\text{MAX}})$ в центре ловушки ($r=0$; $z=z_{\text{max}}/2$) приведены на рис. 2. Расчеты проводились для двух различных давлений буферного газа (неон) – $P_1 = 0.01$ торр ($v_e = 10^7$ с $^{-1}$) и $P_2 = 0.1$ торр ($v_e = 10^8$ с $^{-1}$). Решение, полученное в случае $P_1 = 0.01$ торр, не отличалось от решения, полученного в бесстолкновительном режиме при $v_e = 0$. При увеличении давления для $P > 0.05$ торр глубина потенциальной ямы увеличивается, а ее центр быстро смещается к фотокатоду, так что уже при $P = 0.2$ торр центр потенциальной ямы находится практически на катоде. Качественно наблюдаемая картина аналогична случаю расчетов для больших фототоков $2j_{\text{lim}} (X > 2)$.

Фотоэмиссионная зарядка макрочастиц

Рассмотрим макрочастицы в нейтральном газе при облучении их монохроматическим источником света с некоторой длиной волны λ . При облучении частиц в буферном газе потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода W фотоэлектрона с их поверхности, макрочастицы будут приобретать положительный заряд. Предельную оценку величины максимального заряда $Q_{\text{MAX}} = \phi_s R_p$ сферической частицы радиусом R_p дает условие равенства потенциала поверхности ϕ_s величине $(h\nu - W)/e$:

$$Q_{\text{max}} = (h\nu - W) R_p / e, \quad (9)$$

где $h\nu$ – энергия кванта. Более точную оценку величины равновесного заряда пылевой частицы можно получить, используя приближение ограниченного орбитального движения, которое справедливо для разреженной плазмы, где длина свободного пробега l_e фотоэлектронов до столкновений с нейтрами намного превосходит радиус частицы R_p . Пренебрежем плотностью электронов, эмитированных пылевыми частицами, и предположим, что индуцирующее излучение является направленным, а эффективность поглощения излучения близка к 1 ($2\pi R_p / \lambda \gg 1$). Тогда величину заряда $Q = \phi_s R_p$, приобретаемого пылевой частицей в фотоэмиссионной ловушке, можно оценить, определив поверхностный потенциал ϕ_s из уравнения [2]:

$$j(z, r) \left(1 + \frac{e\phi_s}{U(z, r)} \right) \cong Y_p J e x_p \left(- \frac{e\phi_s}{T_{pe}} \right), \quad (10)$$

где J – поток фотонов; Y_p – квантовый выход фотоэлектронов для материала частиц; T_{pe} – температура электронов, покидающих поверхность частиц при фотоэмиссии, которая, как уже было сказано, зависит от материала частиц и находится в диапазоне от 1 до 2 эВ. Здесь $U(z, r)$ – кинетическая

энергия электронов, эмитированных фотокатодом, в предположении, что скорость рекомбинации электронов на частицах превосходит скорость тепловых потерь энергии за счет их столкновений с нейтралами.

Плотность электронного тока фотокатода $j(z, r) = j^{\Phi_0}(z, r)$, с одной стороны, должна обеспечивать максимальную глубину потенциальной ямы (см. п. 2. – $2j_{\text{lim}}$), с другой, является функцией $j^{\Phi_0} \sim Y_k J$, где Y_k – квантовый выход фотоэлектронов для материала фотокатода, откуда следует, что при равной освещенности частиц и поверхности фотокатода для положительной зарядки частиц необходимо выполнение условия $Y_k < Y_p$. При этом равновесный заряд на поверхности частицы, полученный из уравнения (10), может быть много меньше его максимальной величины, определяемой соотношением (9).

Динамика формирования структуры заряженных макрочастиц в цилиндрической фотоловушке

Рассмотрим условия формирования кристаллической структуры пылевых частиц в предлагаемой фотоловушке. Одним из главных параметров решаемой задачи является начальная энергия и размер частиц, который при прочих равных условиях (условия освещения, материал частиц, тип и давление буферного газа) является основным параметром, определяющим их заряд и вязкость окружающего газа. Низкое давление, необходимое для работы фотоловушки, может не обеспечить эффективного торможения пылевых частиц. Отсюда числа частиц, захваченных ловушкой, может быть недостаточно для наблюдения формирования плазменно-пылевого кристалла.

Для каждой из макрочастиц решалось трехмерное уравнение движения:

$$m_p \frac{d^2 \vec{l}_k}{dt^2} = \sum_j \frac{Q^2}{l^2} \frac{\vec{l}_k - \vec{l}_j}{|\vec{l}_k - \vec{l}_j|^3} - m_p \nu_{fr} \frac{d\vec{l}_k}{dt} + Q\vec{E}, \quad (10)$$

где l – межчастичное расстояние; m_p – масса пылевой частицы; ν_{fr} – коэффициент трения. Для численного решения системы уравнений (11) были использованы данные расчетов электрического поля ловушки, приведенные в предыдущем параграфе для ловушки с теми же геометрическими размерами.

Глубина потенциальной ямы $\Phi_{\text{max}} \equiv |U(z_{\text{max}}/2, 0) - U(0, 0)| = 0.4 \text{ В}$ ($T_0 \cong 1 \text{ эВ}$). Пространственное распределение поля находилось простым масштабированием рассчитанного потенциала. Параметры системы частиц выбирались близкими к условию экспериментов [9]: плотность частиц $\rho = 6.7 \text{ г/см}^3$; радиус частиц $R_p = 37.5 \text{ мкм}$; коэффициент трения $\nu_{fr} = 0.02 \text{ с}^{-1}$ ($P = 0.01 \text{ торр}$) и $\nu_{fr} = 0.2 \text{ с}^{-1}$ ($P = 0.1 \text{ торр}$). Величина начальной концентрации $n_p = 10^2 \text{ см}^{-3}$ частиц выбиралась из условия прозрачности дисперсной среды для внешнего фото-индуцирующего излучения (начальное число частиц в ловушке $N_0 \approx 1500$). С учетом снижения заряда Q пылевых частиц за счет поглощения электронов, эмитированных с фотокатода (см. (10)), заряд частиц примем равным $Q = 5000 e$, что примерно на порядок меньше и его максимальной оценки (9) для $\lambda \sim 0.3 \text{ мкм}$, и величины, найденной в эксперименте [9]. Квантовый выход бронзы – $Y_p \sim 10^{-4}$. Величина работы выхода фотоэлектронов с поверхности частиц бронзы с цезиевым покрытием определяется работой выхода цезия $W = 1.5 \text{ эВ}$.

Расчеты были выполнены также для частиц с меньшим радиусом $R_p = 7.5 \text{ мкм}$ для случая давления буферного газа $P = 0.1 \text{ торр}$. При этом коэффициент трения для расчетов был, соответственно, увеличен до $\nu_{fr} = 5 \text{ с}^{-1}$ ($\nu_{fr} \sim R_p^{-2}$), а заряд уменьшен до $Q = 1000e$ ($Q \sim R_p$). Задача решалась при двух начальных условиях. В первом случае частицы подавались в строго выделенном направлении к фотокатоду со скоростью V , имитируя ввод частиц через верхнюю сетку ловушки. Во втором случае начальное расположение макрочастиц задавалось случайным образом по всему объему ловушки; при этом их начальные скорости имели равные величины и случайное направление, моделируя поведение частиц после встряски аналогично экспериментам [9]. В обоих случаях времена формирования упорядоченной структуры частиц и количество частиц, захваченных фотоловушкой, имели близкие величины.

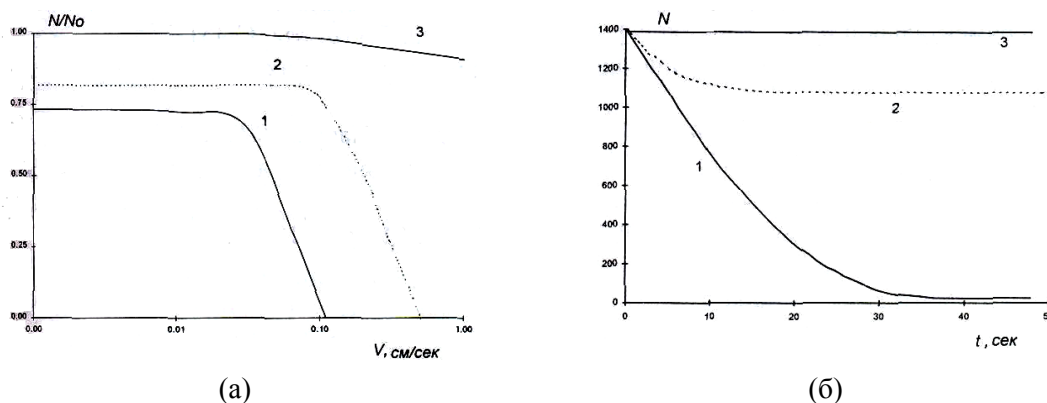


Рис. 3. Зависимость числа частиц $N(V, t \rightarrow 0)/N(V=0, t \rightarrow 0)$ (а), захваченных ловушкой, от величины их начальной скорости V при двух различных давлениях и от времени $N(t)$ (б) для $V=0.1$ см/с: 1 – $\nu_{fr} = 0.02$ с⁻¹, $Q = 5000e$, $R_p = 37.5$ мкм; 2 – $\nu_{fr} = 0.2$ с⁻¹, $Q = 5000e$, $R_p = 37.5$ мкм; 3 – $\nu_{fr} = 5$ с⁻¹, $Q = 1000e$, $R_p = 7.5$ мкм

Результаты расчетов зависимости числа частиц, захваченных ловушкой, от величины их начальной скорости приведены на рис. 3а при двух различных давлениях, а на рис. 3б показано изменение количества частиц от времени для $V = 0.1$ см/с, близкой к пороговой скорости частицы при прохождении потенциального барьера $V_{пор} = (2Q\phi_{max}/m_p)^{1/2}$. Таким образом, для условий, близких к условиям [9], где начальные скорости частиц бронзы со средним диаметром 75 мкм достигали после встряхивания 0.1–0.3 см/с при давлении буферного газа около 0.01 торр, формирование устойчивых упорядоченных пылевых структур практически невозможно, поскольку макрочастицы уходят на стенки даже при наличии электрического поля фотоловушки. Для того чтобы число частиц, захваченных ловушкой, оказалось достаточным для формирования пылевых структур в данных условиях, скорость ввода частиц в ловушку не должна превышать 0.01 см/с.

Выводы. Анализ результатов расчетов показывает, что для успешного образования сильно коррелированных пылевых структур в рабочей области фотоловушки необходима оптимизация соотношений таких параметров, как размер пылевых частиц, их начальная скорость и давление буферного газа.

Библиография

1. Катан С.А. Межзвездная среда и происхождение звезд. М.: Знание, 1977. 64 с.
2. Rosenberg M., Mendis D.A. UV-Induced coulomb crytallization in a dusty gas // IEEE Trans. on Plasma Science. 1995. V. 23. Is 2. P. 177–179.
3. Fortov V.E., Nefedov A.P., Torchinsky V.M., Molotkov V.I., Petrov O.F., Samarian A.A., Lipaev A.M., Khrapak A.G. Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata // Physics Letters A. 1997. V. 229. Is. 5. P. 317–322.
4. Chu J. and IL. Direct observation of coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009–4012.
5. Thomas H., Morfill G., Demmel V. et al. Plasma crystal: coulomb crystallization in a dusty plasma // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652–655.
6. Нефедов А.П., Фортвов В.Е., Петров О.Ф. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц // УФН. 1997. Т. 167, № 11. С. 1215–1226.
7. Fortov V.E., Nefedov A.P., Petrov O.F., Samarian A.A., and Chernyshev A.V. Particle ordered structures in a strongly coupled classical thermal plasma // Physical Review E: Rapid Communications. 1996. V. 54. P. 2236–2239.
8. Fortov V.E., Nefedov A.P., Petrov O.F., Samarian A.A., and Chernyshev A.V. Emission properties and structural ordering of strongly coupled dust particles in a thermal plasma // Physics Letters A. 1996. V. 219. P. 89–94.

9. Фортов В.Е., Нефедов А.П., Ваулина О.С. и др. Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции «Мир» // ЖЭТФ. 1998. Т. 114, вып. 6. С. 2004–2021.

10. Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е. Формирование упорядоченных структур заряженных макрочастиц в фотоэмиссионной ловушке // ЖЭТФ. 2000. Т. 118, вып. 2. С. 351–358.

11. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. 661 с.

12. Годунов С.К., Рябенький В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1973. 400 с.

13. Грилихис В.А., Орлов П.П., Попов Л.Б. Солнечная энергия и космические полеты. М.: Наука, 1984. 215 с.

14. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ПЛАЗМЕ ПРИ КРИОГЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

***Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Зимнухов В.С., Неведов А.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е.**

ОИВТ РАН

***vasilyak@ihed.ras.ru**

В работе впервые экспериментально получены пылевые структуры в плазме тлеющего и емкостного ВЧ-разрядов при температуре жидкого азота. Установлено, что неустойчивости приводят к разделению структуры на тонкие поперечные слои с четкими границами и наблюдаются при понижении давления газа.

Ключевые слова: заряд, ионизация, тлеющий разряд, ВЧ-разряд, пылевые структуры, криогенная температура.

DUST STRUCTURES IN PLASMA AT CRYOGENIC TEMPERATURE

Vasilyak L.M., Vetchinkin S.P., Zimnuhov V.S., Nefedov A.P., Polyakov D.N., Fortov V.E.

JIHT RAS

In this work, for the first time, dusty structures are experimentally obtained in the plasma of glow and capacitive RF discharges at the temperature of liquid nitrogen. It was found that instabilities lead to the division of the structure into thin transverse layers with clear boundaries and are observed with decreasing gas pressure.

Keywords: charge, ionization, glow discharge, RF discharge, dust structures, cryogenic temperature.

В большинстве экспериментов по пылевой плазме, выполненных как в ВЧ-разрядах, так и в тлеющем разряде, отмечалось, что взаимодействие заряженных пылевых частиц происходит на расстояниях, превышающих дебаевский радиус экранирования. Несмотря на то, что формально параметр неидеальности был достаточно велик $\gamma \sim 10^3 - 10^4$, вопрос об объяснении явно наблюдаемого в экспериментах взаимного притяжения частиц пыли остается до настоящего времени открытым.

Строго говоря, пылевая плазма не является просто многокомпонентной плазмой, рассмотренной в [1], так как заряды на макрочастицах не фиксированы и зависят от локальных параметров самой плазмы. В большинстве теоретических моделей, рассматривающих различные возможные механизмы притяжения, утверждается о недостаточности чисто электростатических сил, поскольку простое взаимодействие экранированных одноименно заряженных макрочастиц, очевидно, приводит к отталкиванию. Образование упорядоченных структур из пылевых частиц микронного размера в плазме зависит от температуры.

Принципиальную возможность формирования электростатически связанных структур из одноименных зарядов за счет их взаимодействия с неоднородным ионным фоном можно осуществить, если «заморозить» тепловое движение как ионов, так и самих пылевых частиц.

В данной работе впервые экспериментально получены пылевые структуры в плазме тлеющего и емкостного ВЧ-разрядов при температуре жидкого азота, равной 77 К. Схема эксперимента аналогична схеме в работе [2]. Пылевые структуры из частичек окиси магния диаметром 5–20 мкм наблюдались в стратах положительного столба тлеющего разряда низкого давления в кварцевой разрядной

трубке диаметром 2 см, погруженной в криостат с жидким азотом. Сверху через окно осуществлялась лазерная подсветка пылевых структур. На трубку снаружи были надеты два кольца из медной фольги, отстоящие друг от друга на 4 см, между которыми зажигался ВЧ-разряд на частоте 13.6 МГц. Рабочим газом в трубке служил воздух.

При глубоком охлаждении стратифицированный тлеющий разряд в воздухе, как и ВЧ-разряд, исследован не был. Визуально даже форма страт в тлеющем разряде при температуре 77 К совершенно иная, чем при комнатных температурах. Так, при давлениях ниже 0.1 торр обычно наблюдаемые страты сами разбиваются на ряд мелких тонких страт, число которых уменьшается с понижением давления.

Пылевые структуры возникали при температуре жидкого азота в больших стратах в центральной части трубки в виде нитей, которые подобны нитям при комнатных температурах, и наблюдались при тех же токах (~1 мА). Расстояние между частицами около 200–250 мкм. В отличие от экспериментов при комнатной температуре, наблюдалось много частиц, быстро вращающихся по часовой стрелке вокруг неподвижных нитей, расположенных вблизи оси трубки. При увеличении тока до 2–3 мА кольцевые структуры не наблюдаются, и частицы просто все уходят на стенку. При уменьшении тока они практически все возвращаются обратно.

Объемная локализация пылевых частиц в емкостном ВЧ-разряде низкого давления с данной конфигурацией электродов не исследовалась. Такой ВЧ-разряд полностью контролируется амбиполярной диффузией. При обычной температуре частицы висят чуть ниже нижнего кольца в продольном амбиполярном электрическом поле: $eE = -(kT_e/n_e) dn_e/dx$, которое уравнивает силу тяжести, где T_e – температура; n_e – концентрация электронов.

Плазма, локализованная между кольцами, представляет собой искусственную страту, которая является электростатической ловушкой для отрицательно заряженных макрочастиц. Частицы образуют достаточно протяженный конус из нитей длиной около 2 см и диаметром не менее 2 мм (рис. 1). Наблюдаются также частицы, которые движутся вдоль образующей конуса от его вершины, направленной вниз, к основанию по спиральным траекториям.

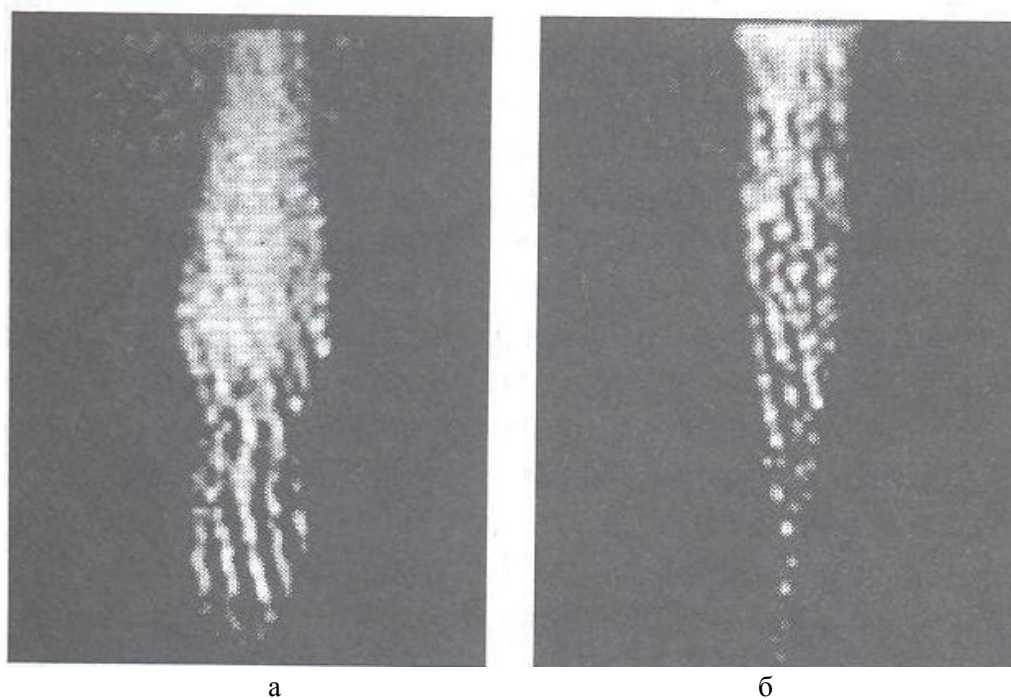


Рис. 1. Пылевая структура в емкостном ВЧ-разряде: а – общий вид; б – нижний фрагмент (а)

При температуре жидкого азота плотность частиц в структуре резко меняется. Возникает очень плотная плазменно-пылевая структура, висящая посередине между кольцами, к которым подводится ВЧ-мощность. Расстояния между частицами в этой структуре даже при хорошем увеличении трудно

различимы (рис. 2). Её характерный размер около 2 см, диаметр 2 мм. Вокруг этой структуры наблюдались нити из частиц с плотностью, характерной для обычного тлеющего разряда. При лазерной подсветке вдоль оси трубки хорошо видно, что поверхность структуры не только интенсивно рассеивает, но и отражает лазерное излучение.

Хотя взаимного расположения частиц в отдельных слоях не удалось наблюдать, было видно, что при повышении давления происходит перестройка структуры: на её поверхности появляются чёткие диагональные полосы. Такое возможно, если частицы в соседних нитях сдвигаются друг относительно друга, и решётка перестраивается в тетрагональную или гексагональную. Тенденция перестройки упорядоченной структуры при повышении давления здесь была та же, что в обычном тлеющем разряде при комнатной температуре, но выражена намного ярче. При понижении давления плотная структура в криогенном ВЧ-разряде расслаивается несмотря на то, что ионизация в этой области остается однородной. Видны чёткие тёмные и светлые тонкие поперечные полосы с резкими границами по всей длине структуры (рис. 3).

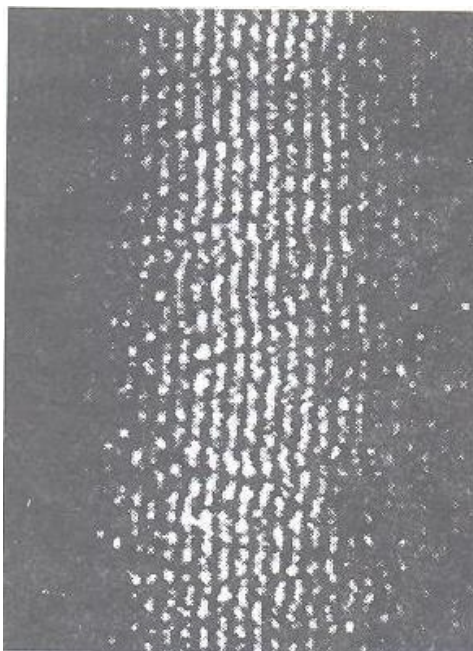


Рис. 2. Увеличенный фрагмент плотной структуры в ВЧ-разряде при криогенной температуре.

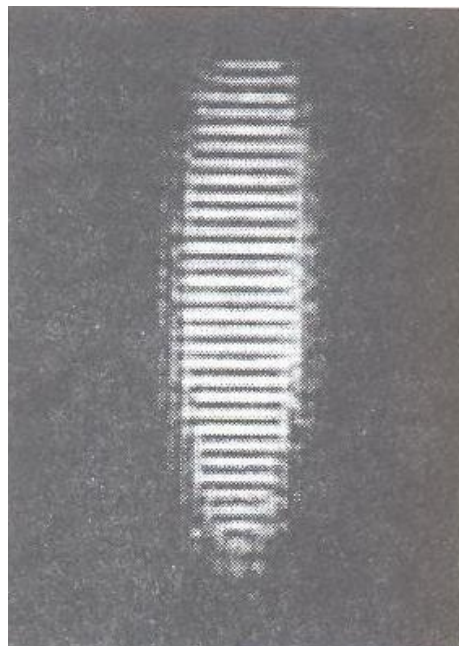


Рис. 3. Расслоение плотной пылевой структуры при понижении давления при криогенной температуре; характерный поперечный размер светящейся области на всех рисунках 2 мм

В тёмных полосах пылевые частицы отсутствуют. Это могут быть либо стоячие звуковые волны, связанные с развитием акустической неустойчивости в пылевой плазме, либо узкие нелинейные заряженные пылевые слои солитонного типа, подобные тем, которые обсуждаются в [3] в связи с процессами самоорганизации пылевых структур. На слой садятся быстрые электроны, он заряжается, и вокруг него с двух сторон образуются слои объёмного положительного заряда. Возникающее электрическое поле ускоряет ионы и тормозит электроны. Ионные потоки, направленные с двух сторон к слою, увлекают заряженные частицы пыли и растаскивают их в соседние пылевые слои. Толщина пылевых слоев – порядка длины свободного пробега ионов в заряженной пыли, иначе макрочастицы в слоях не могут поддерживать свой заряд.

Образование очень плотных пылевых структур, возможно, объясняется тем, что при криогенных температурах уменьшается дебаевский радиус экранирования D , который определяется температурой ионов, и существенно ослабевает взаимное кулоновское отталкивание заряженных макрочастиц на хвосте дебаевского потенциала. Пылевые частицы теперь могут ближе подойти друг к другу, и их притяжение, связанное с взаимной поляризацией окружающих их ионных облаков, проявляется в большей степени.

Это взаимодействие типа заряд – диполь или наведённый диполь, хотя и является короткодействующим, может быть достаточно сильным на расстояниях, сравнимых с размерами ионного облака. Таким образом, если образование упорядоченных структур, в которых расстояние между частицами существенно превышает дебаевский радиус, можно объяснить притяжением, связанным с ионными потоками на частицы [3], то при низких температурах в наблюдаемых очень плотных структурах частички пыли настолько сильно затевают друг друга, что длина свободного пробега ионов становится меньше размеров самой структуры.

В этих условиях притяжение пылевых частиц возможно за счёт чисто электростатических сил. В условиях эксперимента при температуре газа $T = 77$ К, концентрация ионов 10^9 см⁻³, а радиус Дебая $D \approx 20$ мкм. Концентрацию пыли в плотной структуре можно оценить, исходя из условия электронейтральности. При $q \sim 10^3$ плотность макрочастиц в структуре не может превышать 10^6 см⁻³. В этом случае длина пробега ионов в заряженной пыли $\lambda \sim (n_d \sigma)^{-1} \sim 0.01$ см, где σ – кулоновское сечение рассеяния иона на заряженной пылинке. Параметр неидеальности $\gamma \sim 10^4$.

Несмотря на то, что в ВЧ-разряде плотная структура с резкими границами окружена пылевой структурой в виде редких нитей, она не принимает в себя дополнительные частицы при изменении внешних условий. Ни силы термофореза, ни силы ионного увлечения, связанные с амбиполярным потоком последних к стенкам [2], не могут растащить плотную структуру. При понижении давления в ней возникают неустойчивости, подобные волнам плотности, приводящие лишь к её расслоению.

Таким образом, при криогенных температурах в ВЧ-разряде низкого давления удалось получить сверхплотные упорядоченные плазменно-пылевые структуры, которые раньше в обычных условиях не наблюдались. Неустойчивости приводят к разделению структуры на тонкие поперечные слои с чёткими границами и наблюдаются при понижении давления газа.

Библиография

1. Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215–1226.
2. Балабанов В.В., Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Нефедов А.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е. Влияние градиента температуры газа на пылевые структуры в плазме тлеющего разряда // ЖЭТФ. 2001. Т. 119, вып. 1. С. 99–107.
3. Морфилл Г., Цытович В.Н. Ионизационная неустойчивость и структуризация пылевой плазмы // Физика плазмы. 2000. Т. 26, № 8. С. 727–736.

КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПОЛЯХ

*Гершенкрой В.Л., Павлов С.А., Фортов В.Е., Ченчиков А.М.

ОИВТ РАН

*abp@ihed.ras.ru

Изучены критические параметры высокотемпературных сверхпроводников на основе висмута и таллия в сильных импульсных магнитных полях. Проведены экспериментальные исследования и измерения критических параметров в интервале температур 5–35 К, анализ результатов экспериментов и их физическая интерпретация. Рассмотрена фазовая диаграмма изученных материалов.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, импульсные магнитные поля, критические параметры, фазовая диаграмма.

CRITICAL PARAMETERS OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS IN STRONG MAGNETIC PULSE FIELDS

Gershenkroy V.L., Pavlov S.A., Fortov V.E., Chenchikov A.M.

JIHT RAS

The critical parameters of high-temperature superconductors based on bismuth and thallium in strong pulsed magnetic fields are studied. Experimental studies and measurements of critical parameters in the temperature range 5-35 K, analysis of experimental results and their physical interpretation were carried out. The phase diagram of the studied materials is considered.

Keywords: high-temperature superconductivity, pulsed magnetic fields, critical parameters, phase diagram.

Введение. Не ослабевает интерес исследователей к изучению свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Прогресс в синтезе новых ВТСП-соединений, ускоряемый задачами практического применения, заметно активизировал исследования в этой области физики твердого тела.

Основные направления исследований свойств ВТСП связаны с изучением процессов и закономерностей их намагничивания, измерением критических параметров и выявлением факторов, способствующих их увеличению.

Свойства различных ВТСП в сильном магнитном поле в настоящее время исследуются преимущественно с помощью импульсных магнитов, поскольку создание и эксплуатация стационарных систем в полях более 20 Тл сопряжены со значительными техническими сложностями. Более того, различные диссипативные и релаксационные механизмы в ряде случаев могут заметным образом искажать результаты измерений параметров состояния вещества в импульсных полях [1]. Наиболее выраженным примером здесь может служить измерение критических параметров сверхпроводников. Поскольку критические поля и критические токи подобных материалов в сильной степени зависят от температуры, а проникновение импульсных полей в сверхпроводник связано со значительным тепловыделением, то здесь всегда возникает проблема учета температурного сдвига и, более того –

адекватности применяемой методики. Сложность подобных проблем с ростом амплитуды и соответствующего сокращения длительности импульса поля значительно возрастает [2].

Исследования критических параметров ВТСП монокристаллов на основе висмута и таллия, результаты которых рассматриваются здесь, проводились на специализированной электрофизической экспериментальной установке «Регата» [3], которая позволяет следователям:

- регистрировать параметры импульсного поля;
- наблюдать переход ВТСП в сверхпроводящее состояние;
- наблюдать эффект Мейснера; измерять критические поля;
- измерять плотность критического тока и другие критические электромагнитные параметры монокристаллов ВТСП;
- исследовать динамические процессы взаимодействия ВТСП с сильными импульсными магнитными полями, в т.ч. и некоторые аспекты вихревой динамики.

Для изучения свойств монокристаллов проведены экспериментальные исследования измерения таких критических параметров, как:

- нижнее H_{c1} и верхнее H_{c2} критические поля;
- поле необратимости H_{rev} ;
- плотность критического тока j_c с построением полевых и температурных зависимостей.

Измерения выполнены с использованием уникальных бесконтактных методов, разработанных ИТЭС ОИВТ РАН в творческом научном сотрудничестве с ИФТТ РАН (Черноголовка).

Образцы монокристаллов

Для проведения исследований отобраны высококачественные монокристаллы ВТСП с размерами 1.0 x 0.5 x 0.1 мм, имеющие четкую картину СП-перехода, параметры которых приведены в таблице:

Монокристалл	Структура	T_c , К	ΔT_c , К
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$	2212	93.3	1.5
$Tl_2Ba_2CuO_6$	2201	90.4	0.9

Высокое качество монокристаллов дополнительно подтверждено исследованиями с помощью электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа [4].

Экспериментальные исследования. Результаты и их обсуждение

Эксперимент разбит на несколько этапов. На начальном этапе проводились магниторезистивные исследования параметров СП-перехода, построение петель намагничивания кристаллов и их анализ. Результаты исследований показали достаточно узкий, четкий переход в СП-состояние, а также отсутствие каких-либо аномалий в ходе кривых намагничивания, что доказывает высокое качество кристаллов [4].

В ходе магнитогистерезисного этапа исследований проводились эксперименты по определению поля проникновения H_p (эффект Мейснера) и построению зависимости нижнего критического поля H_{c1} от температуры образца (рис. 1). Все эти исследования проводились совместно с ИФТТ РАН.

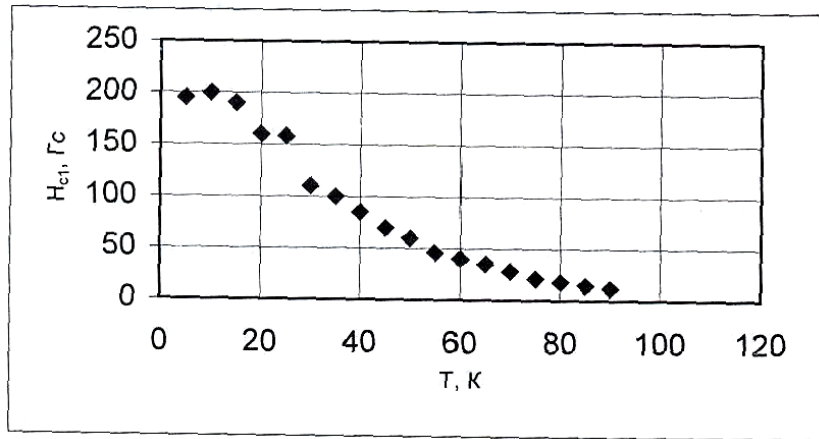


Рис. 1. Нижнее критическое поле монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$

Далее на установке «Регата» в ИТЭС ОИВТ РАН образцы захлаживались до температуры жидкого гелия и подвергались воздействию сильных импульсных магнитных полей согласно разработанной совместно методике [5–7]. На этом этапе регистрировался импульс напряжения, снимаемого с блока измерительных катушек, окружающих образец, при достижении приложенным полем максимума. Форма импульса и его основные параметры (длительность t_0 , амплитуда E_0) с привязкой к величине максимума приложенного поля H_i и текущей температуре образца T_i – все эти данные заносились в память компьютера. Компенсация измерительного блока и ввод поправки на температуру холодного спая термопары также выполнялись компьютером с помощью специальной программы.

Обработывая массивы экспериментальных данных, компьютер выбирает сначала параметры тех точек (H_i , T_i), при которых исчезает (не регистрируется) импульс напряжения на измерительном блоке т.е. $t_0=0$, $E_0=0$. Эти точки соответствуют положению линии необратимости на фазовой диаграмме [8], т.е. описывают зависимость поля необратимости H_{rev} от температуры.

На рис. 2 показана полученная экспериментально зависимость H_{rev} от температуры, то есть – линия необратимости для монокристалла состава 2212. Ход кривой характерен для кристаллов этого типа, у которых обычно наблюдается резкий рост в окрестности температур 15–18 К, что и показано на рис. 2а. Данные по полю необратимости в интервале температур 5–15 К публикуются впервые для монокристалла такого состава.

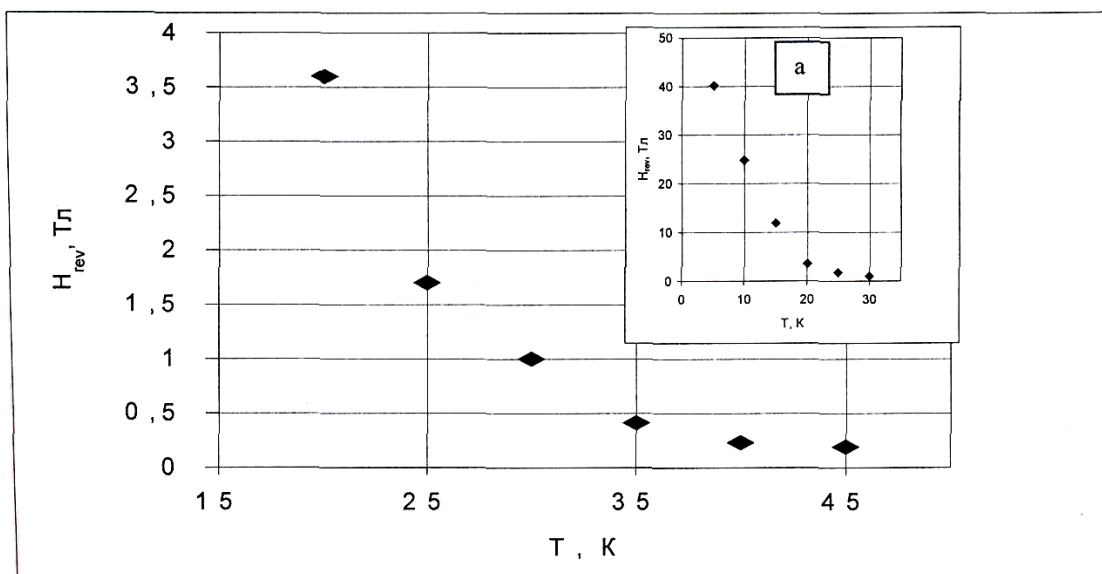


Рис. 2. Поле необратимости монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$

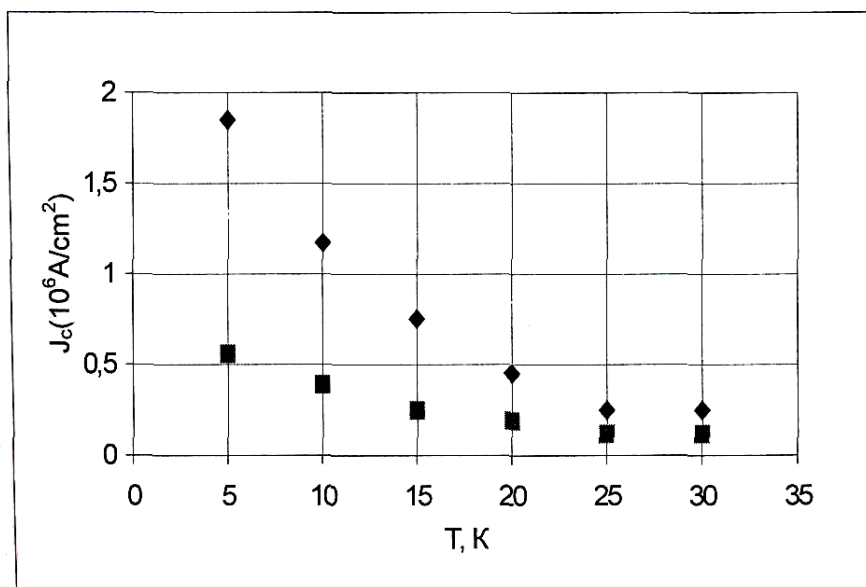


Рис. 3. Температурная зависимость плотности критического тока:

- ◆ – теоретическая кривая, рассчитанная по результатам магнитногистерезисных исследований [10];
- – кривая, полученная экспериментально в импульсном магнитном поле с амплитудой 7.8 Тл

Ход кривых $j_c(T)$ характерен для BSCCO монокристаллов высокой чистоты, не имеющих аномалий при их намагничивании. Максимальное значение $j_c(5)$ составляет порядка $1.8 \cdot 10^6$ А/см², а в поле 7.8 Тл составляет чуть более $6 \cdot 10^5$ А/см².

На рис. 4 представлена зависимость верхнего критического поля H_{c2} от температуры образца. В интервале температур 5–38 К поле измерено в ИТЭС с помощью бесконтактной методики. Верхнее критическое поле $H_{c2}(0)$ оценивается для данного монокристалла порядка 44.3 Тл. При проведении обработки экспериментальных данных заметного нагрева образцов импульсным полем не выявлено. Максимальная температура нагрева образцов не превышает 0.5 К.

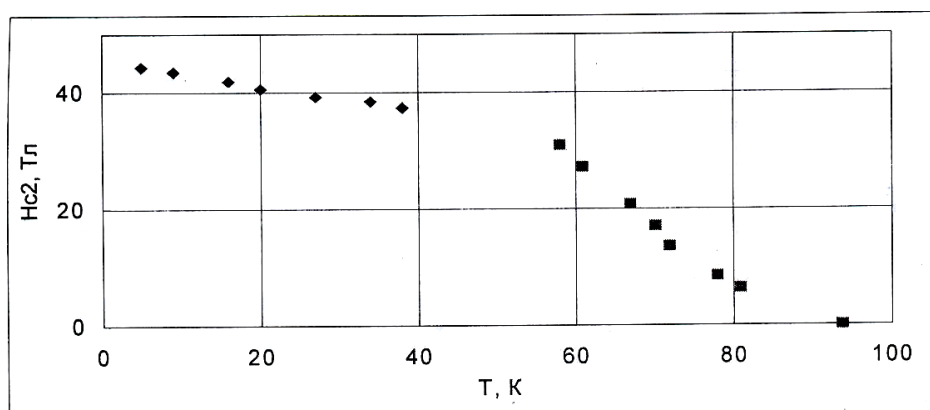


Рис. 4. Верхнее критическое поле монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$:

- ◆ – бесконтактная методика; ■ – резистивная методика измерений

Исследование монокристаллов на основе таллия

За последние годы было разработано новое поколение кристаллов на основе таллия, отличающееся более высокими критическими параметрами и повышенной токонесущей способностью. В настоящей работе мы приводим некоторые результаты исследований монокристалла $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ – одного из первых представителей этого поколения.

Как и в случае исследования висмутовых кристаллов, работа разделялась на два этапа. На первом этапе в ИТЭС проводилось экспериментальное исследование и измерение критических параметров монокристаллов ВТСП в сильных импульсных магнитных полях. Далее в содружестве с

теоретиками из ИФТТ проводился анализ результатов экспериментов и уточнялась их физическая интерпретация. Результаты первого этапа частично приводятся в этой работе. Вторая же часть исследований, по мере её завершения, как принято ранее, докладывается на школах [7, 9] и конференциях [6].

Монокристалл $Tl_2Ba_2CuO_6$ с размерами $0.9 \times 0.4 \times 0.12$ мм помещался в измерительный блок установки [3] и подвергался воздействию сильного импульсного магнитного поля. Методика исследований аналогична методике, применявшейся ранее для исследования монокристаллов на основе висмута. Было измерено верхнее критическое поле и поле необратимости в интервале температур 5–32 К, показанные на рис. 5.

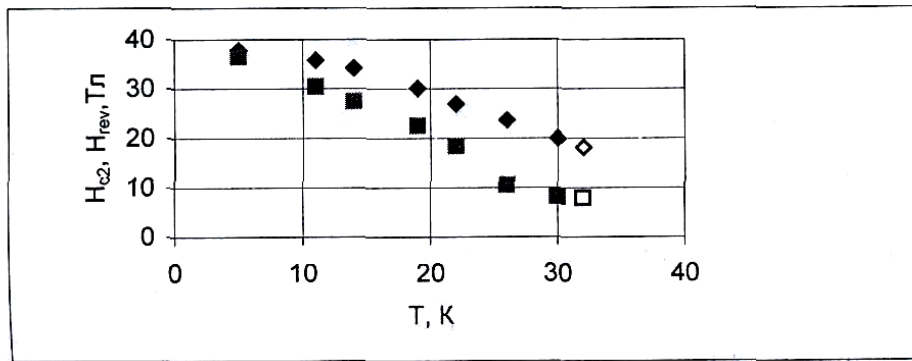


Рис. 5. Экспериментальные зависимости H_{c2} и H_{rev} монокристалла $Tl_2Ba_2CuO_6$: $\blacklozenge$ – H_{c2} ; $\blacksquare$ – H_{rev}

Следует заметить, что амплитуды полей H_{c2} и H_{rev} при температурах выше 30 К в опытах воспроизводились нестабильно, т.е. почти в 19 % опытов отклик не регистрировался, поэтому точки показаны условно.

Экспериментально измерено значение $H_{c2}(5) = 37.8$ Тл и $H_{rev}(5) = 35.6$ Тл. Обработывая массив данных по H_{c2} , получено значение $H_{c2}(0) = 39.6$ Тл.

Построенное семейство кривых температурной зависимости $j_c(T)$ не имеет особенностей. Эти кривые представляют классический вид параболических кривых и точно описываются известной формулой, выражающей связь j_c с площадью петли гистерезиса намагничивания кристалла при данной температуре.

В основном «нулевом поле» j_c составило порядка $1.2 \cdot 10^6$ А/см² при температуре 7,5 К и порядка $9 \cdot 10^5$ А/см² при 30 К.

Из всего семейства полевых зависимостей $j_c(H)$ наибольший интерес представляет кривая, снятая при температуре 5 К и показанная на рис. 6.

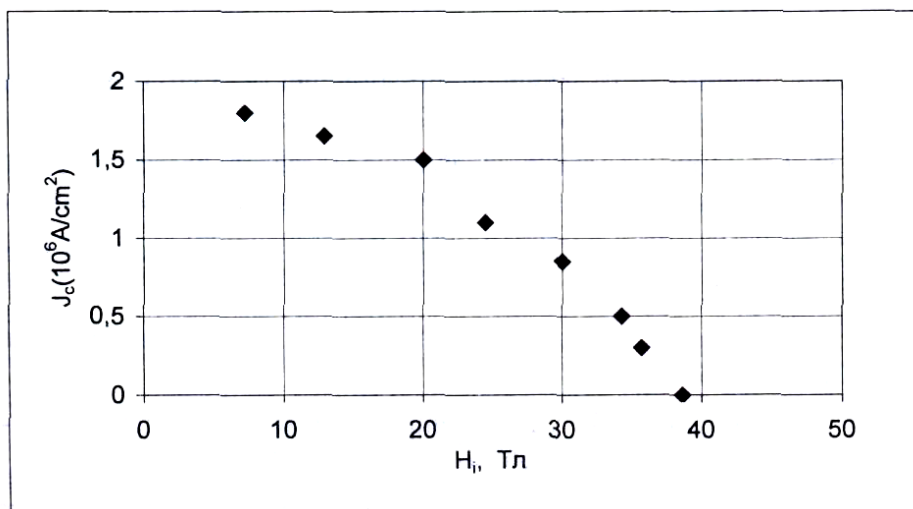


Рис. 6. Полевая зависимость плотности критического тока при 5 К

Из графика видно, что при 5 К значение j_c составило почти $1.8 \cdot 10^6$ А/см². При $j_c = 0$ получаем значение $H_{c2}(5) = 37.8$ Тл.

Заключение

1. Электромагнитные критические параметры и фазовая диаграмма для монокристаллов (2212) и (2201) исследованы в интервале температур 5–35 К. Для этих монокристаллов впервые построена линия необратимости при низких температурах аналогично [8].

2. Проведённые серии экспериментов и их предварительный анализ показали адекватность применяемой методики исследований и измерений. Полученные нами результаты хорошо согласуются с результатами других исследователей [4], а в части исследования линии необратимости при низких температурах являются их существенным дополнением.

3. Создание математической модели и физическая интерпретация результатов, представленных выше, становится задачей следующего этапа исследований.

4. Влияние анизотропии и степени межслойного парного взаимодействия на критические параметры ВТСП продолжает быть основной темой для дальнейших исследований, при которых определяющими становятся вопросы глубокого исследования вихревой динамики.

5. Влияние анизотропии и степени межслойного парного взаимодействия на критические параметры ВТСП продолжает быть основной темой для дальнейших исследований, при которых определяющими становятся вопросы глубокого исследования вихревой динамики.

6. Наибольший интерес для дальнейших исследований критических свойств ВТСП представляет монокристалл состава $TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11}$, многослойная структура которого обеспечивает сильное межслойное парное взаимодействие, гарантирующее достижения высокой плотности критического тока.

Авторы работы выражают глубокую благодарность проф. д.ф.-м.н. В.Н. Копылову за ценные советы и помощь при проведении исследований и анализе их результатов.

Библиография

1. Nakao K, Miura N., Tatsuhara K. et al. Magnetic measurement High-Tc superconductors in megagauss fields // Physica B. 1989. V. 155. P. 156–159.
2. Nakao K., Mima N., Tatsuhara K., Takey H., Takei H. Magnetic hysteresis of YBaCuO signal crystals in very high magnetic fields above 100 T // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63, N 1. P. 97–100.
3. Гершенкрой В.Л., Чепчиков А.М., Павлов С.А. Исследования критических параметров ВТСП // Труды ИТЭС. Вып. 1. М., 1998. С. 41–46.
4. Zuo F., Khizroev S., Alexaundrakis G., Kopylov V. Anomalous magnetization in signal crystal $Tl_2Ba_2CuO_y$ // Phys. Rev. B. V. 52, N 18. P. 13126–13129.
5. Gershenkroy V., Fortov V., Chenchikov A. High temperature superconductor Bi–Sr–Ca–CuO under pulsed high magnetic fields // Rep. at MG-6. USA. NM. Albq. N 10. 1992. P. 18–22.
6. Gershenkroy V., Fortov V., Chenchikov A., Kopylov V., Shchogolev I. Measurements of critical currents for a HT-superconductor under high pulsed magnetic fields // Rep PL-23 at 7-th IWCC. Austria. Alpbach. 1994. P. 31–34.
7. Гершенкрой В., Фортов В., Чепчиков А. Измерение критических токов ВТСП в сильных (до 50 Тл) импульсных полях // Доклад Зимняя школа 1996 г. по прикладной сверхпроводимости: доклад. Протвино: КИ, 1996. С. 28–32.
8. Гершенкрой В.Л., Чепчиков А.М., Павлов С.А. Критические параметры ВТСП в сильных импульсных магнитных полях // Труды ИТЭС. Вып. 2. М., 1999. С. 56–60.
9. Фортов В.Е., Гершенкрой В.Л., Чепчиков А.М., Павлов С.А. Исследования критических электромагнитных параметров монокристаллов ВТСП в сильных импульсных магнитных полях // Научная школа по сверхпроводимости. Протвино: КИ, 1998. С. 17–20.
10. Фортов В.Е., Гершенкрой В.Л., Ченчиков А.М., Павлов С.А. Критические электромагнитные характеристики ВТСП монокристаллов в сильных импульсных магнитных полях // Научная школа по сверхпроводимости. Протвино: КИ, 2000. С. 18–22.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВОЛЬФРАМА ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ

Коробенко В.Н., Рахель А.Д., *Савватимский А.И., Фортов В.Е.

ОИВТ РАН

*savlab@ihed.ras.ru

Рассмотрена проводимость вольфрама как функция энтальпии и плотности. Используемая методика позволила получить новые данные в области, которая традиционно считается сложной для экспериментов. Обнаружена смена характера зависимости проводимости от плотности.

Ключевые слова: электропроводность, вольфрам, энтальпия, плотность, импульсный нагрев, фольга.

ELECTRIC CONDUCTIVITY OF TUNGSTEN AT SUPERCRITICAL TEMPERATURES AND PRESSURES

Korobenko V.N., Rakhel A.D., Savvatimski A.I., Fortov V.E.

JIHT RAS

The conductivity of tungsten is considered as a function of enthalpy and density. The technique used has made it possible to obtain new data in an area that is traditionally considered difficult for experiments. A change in the nature of the dependence of conductivity on density was found.

Keywords: electrical conductivity, tungsten, enthalpy, density, pulse heating, foil.

Для металлов, кроме фазового перехода жидкость–пар, существует переход металл–диэлектрик [1]. В настоящее время соотношение между этими переходами известно только для легкоплавких металлов (щелочные металлы и ртуть), у которых энергия связи гораздо меньше потенциала ионизации. У вольфрама эти величины сопоставимы, и поэтому ситуация может радикально отличаться.

Основная проблема получения таких данных по электропроводности для тугоплавких металлов состоит в том, что исследуемые состояния (давления 10–100 кбар и температуры 1–4 эВ) могут быть созданы только при импульсном воздействии на вещество, когда в образце, вообще говоря, развивается неоднородное распределение температуры и давления. В работах [2, 3] электропроводность металлов измерялась при помощи методики взрывающихся проволок. Однако вопрос об однородности исследуемого вещества решен не был.

Нами разрабатывается методика, позволяющая осуществить достаточно однородный нагрев образца и достичь отмеченной области состояний. Основные черты этой методики были установлены путем тщательного изучения динамики импульсного нагрева фольг [4] и проволок [5, 6]. В настоящей работе мы представим первые результаты по проводимости вольфрама как функции энтальпии и плотности.

Описание эксперимента. Полоска вольфрамовой фольги толщиной 22 мкм, шириной 1.5 мм и длиной 10–11.5 мм помещалась в прямоугольную полость, образованную двумя толстыми пластинами сапфира или стекла (толщиной 5–7 мм) и двумя тонкими полосками слюды (рис. 1). Фольга

размещалась в полости так, что зазоры не превышали 3–5 мкм. В этих опытах измерялся ток через образец и падение напряжения на нем. По измеренным временным зависимостям тока I и напряжения U_r , определялось активное сопротивление образца $R = U_r/I$ и рассеянное в нем тепло. Объем образца вычислялся. При этом для расчета динамики теплового расширения использовался одномерный магнитогидродинамический код.

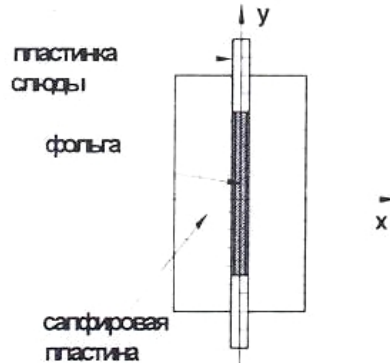


Рис. 1. Поперечное сечение образца в ячейке. Ток направлен перпендикулярно к плоскости рисунка

Проводимость определялась σ по l формуле $\sigma = l/SR$, где l – длина образца; S – поперечное сечение (длина и ширина образца предполагаются постоянными). Таким образом, определяя сопротивление и рассеянное тепло экспериментально и вычисляя сечение образца, мы получили проводимость как функцию удельной энтальпии и плотности.

Модель динамики расширения

Численное моделирование проводилось в рамках одномерного магнитогидродинамического кода, разработанного нами ранее [5, 6]. Система уравнений, описывающих динамику расширения, состоит из локальных законов сохранения (массы, импульса и энергии), уравнений Максвелла и уравнения для тока в разрядной цепи. Предполагается, что движение вещества происходит в одном направлении – перпендикулярно к плоскости фольги (вдоль оси x , см. рис. 1).

Граничные условия следующие: давление на внешней поверхности сапфировой пластины равно атмосферному, поверхность раздела металл–сапфир представляет собой контактный разрыв, а вся система (фольга и ячейка) имеет плоскость симметрии (плоскость $x=0$). Граничные условия для магнитного поля ставятся на плоскости симметрии: $H(0, t) = 0$ и на поверхности фольги $H(a, t) = 2\pi l(ch)^{-1}$, где h – ширина фольги; c – скорость света в вакууме. Начальные условия: вещество покоится, давление и температура равны нормальным значениям, ток в цепи отсутствует, а напряжение на конденсаторе равно напряжению зарядки.

Для успешного моделирования такого процесса необходима разумная модель для уравнения состояния и электропроводности металла. В качестве уравнения состояния мы использовали полуэмпирическую зависимость [7], которая была нами модифицирована, чтобы обеспечить плазменную асимптотику (идеальный ионизированный газ). Для проводимости использовалась модель, описанная в [5, 6]. Фактически, это есть интерполяционная зависимость, полученная между областями твердого тела (эмпирическая зависимость), жидкости (зависимость, установленная в [6]) и идеальным газом (здесь проводимость вычислялась).

Результаты. Модель удовлетворительно описывает временные зависимости (измеренные и вычисленные) для тока через образец, падения напряжения на нем и рассеянного джоулева тепла (на единицу массы).

Результаты расчетов изменения состояния металла в процессе импульсного нагрева представлены на рис. 2. Все параметры для этих опытов, кроме материала ячейки, были одинаковы. Как следует из рисунка, в области сверхкритических давлений и температур процесс близок к изобарическому. Кривые для каждого случая соответствуют двум различным слоям в образце: поверхностному слою и слою вблизи плоскости симметрии.

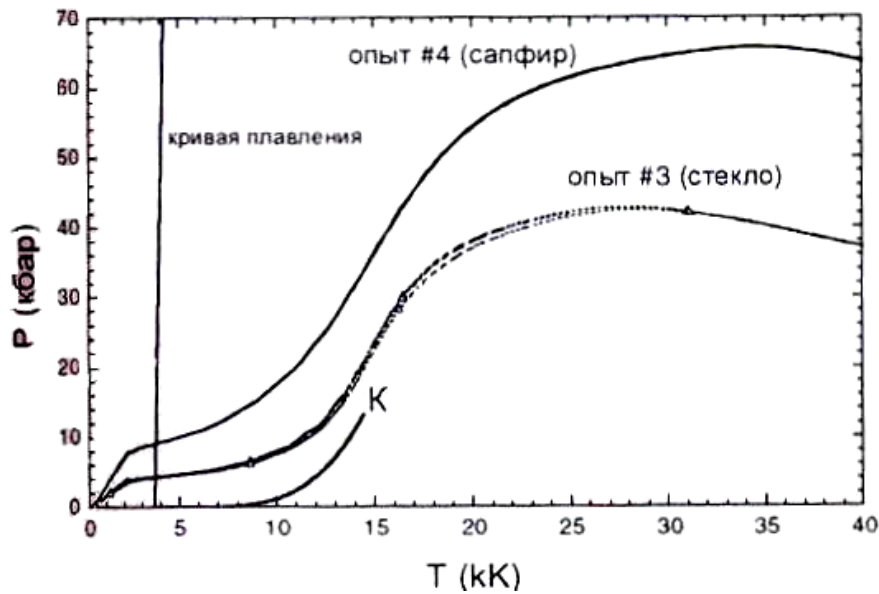


Рис. 2. Изменение состояния металла в процессе импульсного джоулевого нагрева для двух ячеек из стекла (пунктир) и сапфира (сплошные линии); значки для опыта 3 отмечают одинаковые моменты времени от начального момента с шагом 150 нс; К – критическая точка

Отмеченные слои представляют собой лагранжевы частицы, соответствующие ячейкам пространственной сетки. Расслоение этих кривых иллюстрирует неоднородность в состоянии образца. Неоднородности в давлении не превышают 1 кбар, а температура 500 К.

На рис. 3 представлены зависимости сопротивления образца от удельной энтальпии для всех выполненных опытов и результаты расчетов для опыта, где использовалась стеклянная пластина. Для того чтобы провести прямое сравнение с другими данными, здесь представлена величина приведенного сопротивления $R^* = RS_0/l$, которая совпадает с произведением $(\rho/\rho_0)\sigma^{-1}$.

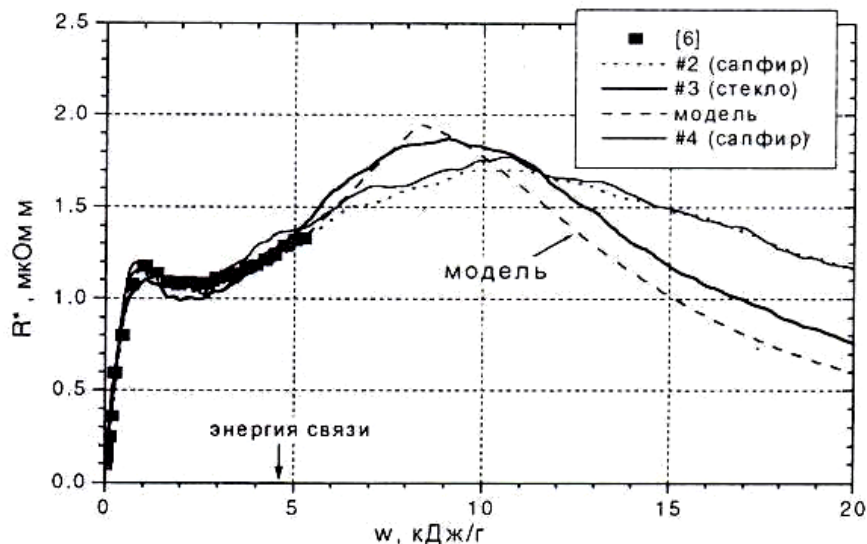


Рис. 3. Зависимость приведенного сопротивления от удельной энтальпии

Как следует из рисунка, имеется хорошее согласие с результатами работы [6]. Максимум в зависимости сопротивления от энтальпии имеет место для всех экспериментальных кривых. При этом зависимости $R^*(w)$ хорошо воспроизводятся. Параметры опытов #2, #4 одинаковы. Поэтому из сравнения зависимостей полученных в этих опытах следует, что случайная погрешность не превышает 5 %. Таков же уровень отличия наших данных от данных, полученных в работе [6] до 5.5 кДж/г (см. рис. 3).

Как показало сравнение результатов моделирования с экспериментальными зависимостями, максимум на кривой $R^*(w)$ воспроизводится только в том случае, если в функциональной зависимости проводимости от плотности и температуры (при расширениях металла 5–6 раз) происходит «переключение» от жидкометаллической зависимости на плазменную зависимость. Таким образом, при 5–6-кратном расширении металла характер функциональной зависимости проводимости от плотности и температуры (вдоль изобары) меняется: зависимость проводимости от плотности становится слабее.

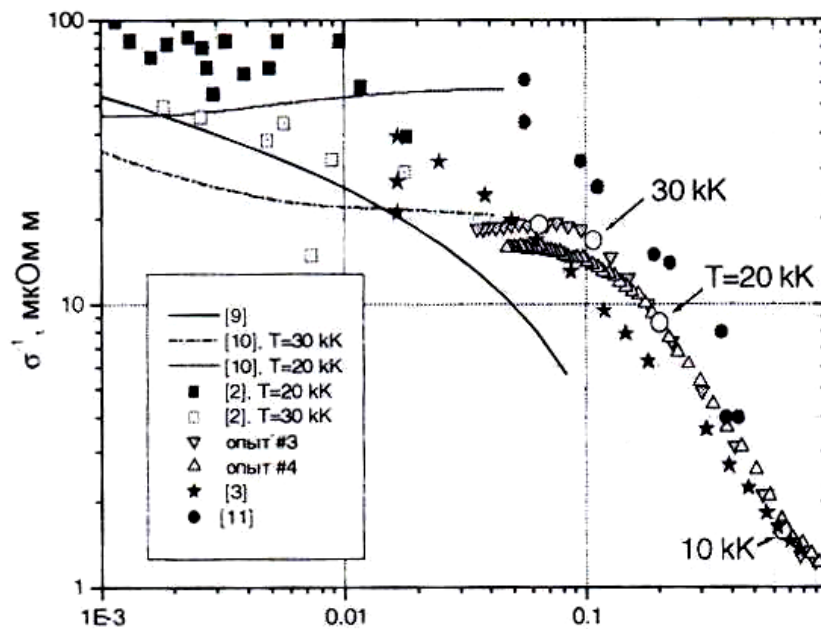


Рис. 4. Сравнение наших результатов по электропроводности с данными других авторов в области плотной плазмы; ось абсцисс – приведенная плотность; опыт 3 соответствует стеклянной ячейке, опыт 4 – сапфировой (с более высоким давлением)

На рис. 4 представлена зависимость удельного сопротивления от плотности, полученная в наших опытах, и ее сравнение с литературными данными. Как следует из рисунка, имеется удовлетворительное согласие с данными [2]. Теоретические зависимости [9] лежат систематически ниже, а [10] выше, чем наши результаты. Наши температурные измерения удалось провести только до температур около 12 кК. По этой причине не удалось сравнить расчетные и измеренные температурные зависимости в области сверхкритических температур. Согласно [6], критическая температура вольфрама заключена в интервале 14–17 кК, а критическое давление 12–14 кбар.

Обсуждение. В работе [2] вольфрамовые проволоки нагревались в воде импульсом тока амплитудой 10–20 кА и длительностью около 2 мкс. Измерялся ток, падение напряжения и диаметр плазменного канала образованного взрывающейся проволокой. Диаметр определялся путем регистрации теневой развертки канала при подсветке его импульсной ксеноновой лампой. На начальной стадии процесса при расширениях в интервале 1–5 раз измерения не могли быть выполнены, поскольку отходящая от канала ударная волна в воде сильно искажала теневую картину (из-за рефракции света на фронте волны).

Предполагая, что канал однороден, авторы решали задачу о расширении канала в воде для случая, когда мощность джоулевой диссипации есть заданная функция времени. При этом для описания термодинамических функций вольфрама использовалось табличное уравнение состояния SESAME. Таким образом, фактически измерялось только сопротивление плазменного канала, а его объем в диапазоне расширений 1–5 вычислялся.

Эти данные авторы работы [2] представили в виде зависимости проводимости от плотности вдоль изотерм. При этом погрешность, по нашим оценкам, вполне может составлять 100–300 %. Это связано и с неоднородным распределением плотности и температуры в канале, и с неадекватным

описанием термодинамики вольфрама в рамках уравнения состояния SESAME, и с погрешностью в вычислении сечения канала.

В работе [3] проволоки вольфрама нагревались в стеклянных капиллярах. Были выполнены две серии опытов, когда объем полости капилляра был в 7 раз и в 64 раза больше исходного объема проволоки. Объем плазменного канала определялся путем регистрации свечения из торца (эксперимент ставился так, что конец проволоки мог выступать из капилляра).

Предполагая, что канал остается однородным, авторы строят зависимость проводимости от плотности (вдоль изотерм), используя уравнение состояния SESAME. В этих опытах температура плазмы определялась путем подгонки спектра излучения канала к функции Планка. Излучение регистрировалось из торца под углом $\sim 45^\circ$ в диапазоне длин волн 420–550 нм.

Недостаток такой методики регистрации температуры связан с тем, что у торцов развивается разряд в воздухе А, с другой стороны, плазма в диапазоне плотностей 10^{22} – 10^{21} см⁻³ и температур 1–2 эВ непрозрачна для излучения микронного диапазона, и поэтому измеренная в этих опытах температура относится к некоторому поверхностному слою, но не к объему плазмы. Это общепринятая точка зрения, которая обсуждается, например, и в сообщении [2].

Наконец, обсудим нашу раннюю работу [11], в которой проводимость вольфрама измерялась при импульсном нагревании проволок в кварцевых и стеклянных капиллярах в условиях, очень близких к [31]. Результаты, полученные в [3], отличаются от таковых для [11]. В чем причина? Это связано с различными методиками определения объема плазмы. В [3], как уже отмечалось, сечение определялось по самосвечению (со стороны торца).

В [11] объем определялся после того, как плазма заполнит капилляр (объем плазмы полагался равным объему полости). При этом была выполнена серия экспериментов для целого набора капилляров, начиная от малого отношения объема полости к объему проволоки до большого. Момент заполнения капилляра плазмой (или жидким металлом) фиксировался по плато сопротивления.

Имеется экспериментальное свидетельство о том, что проводимость плотной плазмы вдоль изохоры очень слабо зависит от температуры [12]. Именно поэтому мы имели возможность регистрировать момент времени, при котором плазма заполняет капилляр. Результаты [3] находятся ниже не только наших результатов, но и результатов [6], где имелась развитая диагностика объема. Поэтому единственным объяснением результата, полученного авторами [3], является неправильное (заниженное) определение сечения плазменного канала.

Используемая нами методика измерения электропроводности вольфрама при сверхкритических температурах и давлениях позволила получить новые данные в области, которая традиционно считается сложной для эксперимента. Наши результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [6] в области малых расширений и не согласуются количественно ни с одной из теоретических работ. Отметим новый эффект обнаруженный в этих опытах. В области 6–7-кратных расширений металла происходит смена характера зависимости проводимости от плотности: зависимость, характерная для жидкого металла, сменяется более слабой. На изобарах 40 и 60 кбар в области расширений примерно от 10- до 30-кратных проводимость практически является константой (рис. 4).

Библиография

1. Зельдович Я.Б., Ландау Л.Д. О соотношении между жидким и газообразным состоянием у металлов // ЖЭТФ. 1944. Т. 14, вып. 1/2. С. 32–34.
2. DeSilva W., Katsouras J.D. Measurement of the electrical conductivity of metals in the vicinity of the critical point // Int. J. Thermophys. 1999. V. 20, N 4. P. 1267–1277.
3. Saleem S., Haun J., Kunze H.-J. Electrical conductivity measurements of strongly coupled W plasmas // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. Art. Num. 056403.
4. Korobenko V.N., Rakhel A.D. Technique for measuring thermophysical properties of refractory metals at supercritical temperatures // Int. J. Thermophys. 1999. V. 20, N 4. P. 1257–1266.
5. Kloss A., Rakhel A.D., Hess H. Experimental results on tungsten-wire explosions in air at atmospheric pressure-comparison with a one-dimensional numerical model // Int. J. Thermophys. 1998. V. 19, N 3. P. 983–991.

6. Rakhel A.D., Kloss A., Hess H. On the critical point of tungsten // *Int. J. Thermophys.* 2002. V. 23, N 5. P. 1369–1380.
7. Young D.A. A soft-sphere model for liquid metals: Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-52352, 1977. 19 p.
8. Lee Y.T., More R.M. An electron conductivity model for dense plasmas // *Phys. Fluids*. 1984. V. 27, N 5. P. 1273–1286.
9. Ichimaru S. Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. P. 1017–1059.
10. Kuhlbrodt S., Redmer R. Transport coefficients for dense metal plasmas // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 62, N 5. P. 7191–7200.
11. Savvatimski A.I. Experiments on expanded liquid metals at high temperatures // *Int. J. Thermophys.* 1996. V. 17, N 2. P. 495–499.
12. Коробенко В.Н., Рахель А.Д., Савватимский А.И. Удельное электросопротивление расширенных жидких молибдена и тантала // *Proceeding 2-nd Int. Scientific Conf. Engineering and Functional Materials*, Lviv, 1997. P. 75–76.

Требования к оформлению научной статьи, представляемой в журнал «Известия Кабардино-Балкарского государственного университета»

Для публикации в журнале «Известия Кабардино-Балкарского государственного университета» принимаются статьи на русском или английском языках, содержащие результаты актуальных фундаментальных и прикладных исследований, передовых наукоемких технологий, научных и научно-методических работ.

1. Основные документы, необходимые для публикации

1.1. Один экземпляр статьи в бумажном виде и на электронном носителе отдельным файлом (на диске); на наклейке диска (дискеты) (обязательно!) указываются фамилия автора (авторов) и название статьи.

1.2. Полные сведения об авторе (авторах) на русском и английском языках в бумажном виде и в электронном варианте, оформленном отдельным от статьи файлом, который включает в себя следующие данные:

- фамилия, имя, отчество (полностью) каждого автора;
- место работы (наименование организации), ученая степень, ученое звание, должность каждого автора;
- контактные телефоны, почтовый индекс и адрес, адрес электронной почты (e-mail) каждого автора.

1.3. Сопроводительное письмо на бланке учреждения, где выполнена работа.

1.4. Внешняя рецензия доктора наук (по желанию).

1.5. Акт экспертизы о возможности опубликования в открытой печати – для физико-математических, химических, биологических, технических, экономических наук и науки о земле.

1.6. Справка об учебе в аспирантуре или докторантуре для аспирантов и докторантов.

1.7. «Лицензионный договор» (один на авторский коллектив) в 2-х экз. Без Договора статья не будет опубликована. Текст Договора размещен на сайте журнала «Известия КБГУ».

2. Правила оформления статьи

2.1. Объем статьи – в пределах 15 страниц формата А4, интервал – 1,5, размер шрифта Times New Roman Суг 14 пт; поля страницы: слева – 3 см, справа – 1 см, сверху – 2,0 см, снизу – 2,5 см.

Краткие сообщения – в пределах 4 машинописных страниц, включающих не более 2 рисунков и 2 таблиц.

2.2. Статья должна включать:

- индекс УДК (универсальная десятичная классификация) в верхнем левом углу;
- название статьи (на русском и английском языках);
- фамилия, имя, отчество автора (авторов) (на русском и английском языках);
- реферат статьи (до 500 знаков) (на русском и английском языках);
- ключевые слова (5–7 слов на русском и английском языках);
- текст статьи, отражающий цель исследования, методы работы, собственно исследования, конкретные выводы;
- Литература (в библиографическом списке нумерация источников должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте; номер источника в тексте указывается в квадратных скобках – автоматическая нумерация ссылок не допускается);

- подпись автора (авторов).

2.3. Иллюстрации к статье (рисунки, фотографии) должны быть черно-белыми, четкими (разрешение не менее 300 dpi, расширение *.jpg) и вставлены в текст. Обычный размер иллюстраций – не более половины листа А4. Формулы и символы помещаются в текст с использованием редактора формул Microsoft Education. Таблицы вставляются в текст; ссылки на рисунки и таблицы обязательны; названия таблиц и подписочных подписей обязательны.

2.4. Нумерация страниц обязательна.

2.5. Тип файла в электронном виде – RTF.

Образцы оформления литературы:

книга

Самарский А.А., Гулин А.В. Устойчивость разностных схем. М.: Наука, 1973. 210 с.

Интегральные схемы: Принципы конструирования и производства / под ред. А.А. Колосова. М.: Сов. радио, 1989. 280 с.

статья из книги, сборника, журнала

Петренко В.И., Доготь А.Я. Пневмогидравлический кавитационный процесс // Геодинамические основы прогнозирования нефтегазоносности недр: тезисы докладов 1-й Всесоюзной конференции. М., 1988. Ч. 3. С. 616–617.

Хлынов В.А. Общегосударственное планирование рыночной экономики: Опыт Японии // Экономист. 1994. № 4. С. 89–94.

Базаров А.Ж. О некоторых нелокальных краевых задачах для модельных уравнений второго порядка // Известия вузов. Математика. 1990. Т. 2, № 3. С. 11–15.

диссертации и авторефераты диссертаций

Ерков С.А. Формирование художественного восприятия произведений изобразительного искусства на уроках изобразительного искусства в 5, 6 классах средней общеобразовательной школы: дисс. ... канд. пед. наук. М., 2006. 184 с.

Вахромов Е.Е. Психологические особенности самоактуализации подростков с отклоняющимся поведением: автореф. дисс. ... канд. психол. наук. М., 2003. 30 с.

При несоблюдении указанных правил редакция оставляет за собой право не публиковать статью.

3. Порядок рецензирования

3.1. Рукопись направляется на рецензирование ведущим специалистам в данной области (внешнее и внутреннее рецензирование).

3.2. Результаты рецензирования редакция сообщает автору по электронной почте.

3.2. По результатам рецензирования редколлегия принимает решение о целесообразности опубликования материала, о чем дополнительно сообщается автору.

Статьи представляются в редакционно-издательский отдел ИПЦ КБГУ.

Адрес ИПЦ КБГУ: 360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173.

Контактный телефон: (8662) 72-23-13.

E-mail: rio@kbsu.ru, izvestia_kbsu@mail.ru. E-mail-адрес защищен от спам-ботов, для его просмотра у вас должен быть включен Javascript.

Ответственный секретарь редакции – **Шогенова Марина Чашифовна**.

После положительного решения редколлегии о публикации статьи в журнале «Известия КБГУ» автор (или авторы) статьи перечисляет на р. сч. КБГУ плату из расчета 350 руб. (в т.ч. НДС) за страницу рукописи.

Назначение платежа: редакционно-издательские услуги («Известия КБГУ»), код дохода 07430201010010000130, разрешение № 0732069510 от 30.03.05 г. пункт 1. В стоимость входят расходы по доставке журнала по территории России. Автор (или авторы) статьи получает 2 экземпляра журнала бесплатно.

Для выкупа дополнительных номеров журнала необходимо передать в редакцию (ИПЦ КБГУ) письмо-заявку с указанием номера и количества экземпляров журнала и перечислить на р. сч. КБГУ плату из расчета 250 руб. (в т.ч. НДС) за один экземпляр журнала с назначением платежа: редакционно-издательские услуги (за журнал «Известия КБГУ»), код дохода 07430201010010000130, разрешение № 0732069510 от 30.03.05 г. пункт 1.

Реквизиты КБГУ для платежей:

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова» (КБГУ)

Почтовый и юридический адрес:

360004, Кабардино-Балкарская Республика, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173

Телефон: 42-25-60,

Voice/fax: +7(495) 3379955

Телетайп: 257245 «Альфа»

E-mail: bsk@kbsu.ru

ОКПО 02069510

ОКОНХ 92110

ОГРН 1020700739234 от 22.07.11г.

ОКОГУ 13240

ОКАТО 83401000000

ОКЭВД 80.30.1

ОКОПФ 72

ОКФС 12

Банковские реквизиты:

Получатель:

ИНН 0711037537/ КПП 072501001

Отдел № 1 УФК по Кабардино-Балкарской Республике (0401 КБГУ л/с 20046Х17540)

Банк получателя:

ГРКЦ НБ Кабардино-Балкарск. Респ. Банка России г. Нальчика

БИК 048327001

Р/с 40501810100272000002

КБК 00000000000000000130

Авторский указатель Т.VII, 2017 г.

А

- Абрегов Р.А.**, см. Шаов А.Х.
- Акталиева А.Г., Шустов Г.Б., Темираев К.Б., Саламов А.Х.** № 1, с. 5-9
Термические свойства блок-сополиэфирформалей
- Акталиева А.Г.**, см. Шустов Г.Б.
- Андриянова Л.А., см. Кяров А.А.**
- Андриянова Л.А., см. Кяров А.А.**
- Андроникова Д.А.**, см. Бурковский Р.Г.
- Алтуева А.М., Канукоева З.М., Мисакова О.А., Шустов Г.Б., Васнецова О.А., Машуков Н.И.** № 1, с. 10-14
Разработка и исследование свойств нанокompозитов на основе газофазного ПЭВП и многослойных углеродных нанотрубок
- Алтуева А.М.**, см. Канукоева З.М.

Б

- Байказиев А.Э.**, см. Саламов А.Х.
- Балаева С.М., Козлов Г.В.** № 2, с. 5-10
Особенности процесса агрегации углеродных нановолокон в полимерных нанокompозитах
- Балаева М.О.**, см. Мусаев Ю.И.
- Балахов Э.С.**, см. Кяров А.А.
- Бажев А.З.**, см. Инаркиева З.И.
- Бажева Р.Ч.**, см. Инаркиева З.И.
- Бажева Р.Ч.**, см. Инаркиева З.И.
- Бажева Р.Ч.**, см. Шаов А.Х.
- Балахов Э.С., см. Кяров А.А.**
- Баринев А.Д.**, см. Мирошникова И.Н.
- Баринев А.Д.**, см. Попов А.И.
- Башоров М.Т.**, см. Шабаев А.С.
- Беев А.А., Беева Д.А., Квашин В.А.** № 2, с. 11-13
Некоторые свойства сополиариленэфиркетонев на основе 4,4'-диоксидифенила и фенолфталеина
- Беев А.А., Хаширова С.Ю., Беева Д.А., Квашин В.А.** № 2, с. 14-16
Сополиариленэфиркетонев на основе 4,4'-диоксидифенила и фенолфталеина
- Беева Д.А.**, см. Беев А.А.
- Беева Д.А.**, см. Беев А.А.
- Беломоина Н.М.**, см. Булычева Е.Г.
- Бесланеева З.Л.**, см. Инаркиева З.И.
- Бесланеева З.Л.**, см. Цурова А.Т.
- Биногеров Ф.А.**, см. Паштова Л.Р.
- Богатов А.А.**, см. Колосов А.Ю.
- Богданов С.С.**, см. Колосов А.Ю.
- Бокова Л.М.**, см. Инаркиева З.И.
- Борукаев Т.А., Шаов А.Х., Маламатов А.Х., Малкандуев Ю.А.** № 2, с. 17-21
Получение азометинев на основе *m*-фенилендиамин и замещенных бензальдегидов, способные к окислительной полимеризации
- Борукаев Т.А., Шаов А.Х., Хасанов В.В., Мидова З.Х., Евазова З.Э., Шакова А.А.** № 1, с. 15-18
Повышение огнестойкости ПВХ-пластиков введение различных антипиренов-дымоподавителей
- Борукаев Т.А.**, см. Шомахов А.В.
- Борукаев Т.А.**, см. Шомахов А.В.

Борукаев Т.А., см. Шаов А.Х.		
Бронвальд Ю.А., см. Бурковский Р.Г.		
Бузин М.И., см. Булычева Е.Г.		
Булычева Е.Г., Беломоина Н.М., Бузин М.И., Васильев В.Г., Вассерман Л.А., Hsu S.L-Ч.	№ 2,	с. 22-27
Полифенилхиноксалины с ионогенными группами: синтез и свойства		
Бурковский Р.Г., Андроникова Д.А., Бронвальд Ю.А., Князева М.А., Филимонов А.В., Вахрушев С.Б.	№ 3,	с. 91-94
Анализ низкоэнергетичных компонент колебательного спектра $PbHfO_3$ в рамках оболочечной модели		
Буря А.И., Ерёмкина Е.А., Шустов Г.Б.	№ 1,	с. 19-26
Оптимизация параметров переработки металлополимеров		

В

Вайнштейн С.Н., см. Земляков В.Е.		
Васильев В.Г., см. Булычева Е.Г.		
Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Зимнухов В.С., Нефедов А.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е.	№ 4,	с. 42-45
Пылевые структуры в плазме при криогенной температуре		
Васнецова О.А., см. Алтуева А.М.		
Васнецова О.А., см. Канукоева З.М.		
Вассерман Л.А., см. Булычева Е.Г.		
Ваулина О.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортов В.Е.	№ 4,	с. 35-41
Формирование упорядоченных структур заряженных частиц в фотоэмиссионной ловушке		
Вахрушев С.Б., см. Бурковский Р.Г.		
Вахрушев С.Б., см. Земляков В.Е.		
Ветчинин С.П., см. Василяк Л.М.		
Вологиров А.К., Кумыков Р.М.	№ 2,	с. 28-32
Синтез и свойства хлорсодержащих полиарилатов		
Воропаев С.А., Шкинев В.М., Пономарева Е.А., Душенко Н.В.	№ 3,	с. 46-49
Особенности формирования наночастиц углерода при кавитации		

Г

Гадзаева Р.А., см. Паштова Л.Р.		
Гажев И.З., см. Шаов А.Х.		
Гершенкрой В.Л., Павлов С.А., Фортов В.Е., Ченчиков А.М.	№ 4,	с. 46-51
Критические параметры высокотемпературных сверхпроводников в сильных магнитных импульсных полях		
Головин Ю.М., см. Седелкин В.М.		
Грязнов В.К., см. Шилкин Н.С.		

Д

Дидигова Л.А., см. Инаркиева З.И.		
Дудин С.В., см. Шилкин Н.С.		
Душенко Н.В., см. Воропаев С.А.		
Дышеков А.А.	№ 3,	с. 36-38
Импульс и энергия электромагнитного поля в неоднородной среде		

Е

Евазова З.Э., см. Борукаев Т.А.
Егоркин В.И., см. Земляков В.Е.
Ерёмина Е.А., см. Буря А.И.

Ж

Жаникаева З.А., см. Шогенова Д.Л.
Жаникаева З.А., см. Янаева Э.С.
Жанситов А.А., см. Шабает А.С.
Жанситов А.А., см. Шахмурзова К.Т.
Жерноклетов М.В., см. Павловский М.Н.
Жирикова З.М. № 2, с. 33-36
 Влияние углеродных наноструктур на ударную
 вязкость полимерных нанокомпозигов
Жирикова З.М. № 2, с. 37-40
 Особенности механизма усиления
 полимерных композигов углеродными нанотрубками

З

**Земляков В.Е., Егоркин В.И., Вайнштейн С.Н., Маслевцов А.В.,
 Вахрушев С.Б., Фотиади А.Э., Wurz М.С. и Филимонов А.В.** № 3, с. 87-90
 Наносекундный передатчик на лазерных диодах
 с использованием лавинных переключателей
Зимнухов В.С., см. Василяк Л.М.

И

Иванов А.А., см. Канукоева З.М.
**Инаркиева З.И., Бажева Р.Ч., Бокова Л.М.,
 Дидигова Л.А., Бесланеева З.Л., Хараев А.М.** № 1, с. 27-31
 Сополиэфиркетоны на основе гидрохинона
 и различных бисфенолов
**Инаркиева З.И., Бажева Р.Ч., Парчиева М.М.,
 Ялхороева М.А., Бажев А.З., Хараев А.М.** № 2, с. 41-44
 Температурные и фазовые переходы
 в некоторых жирноароматических полимерах
Инаркиева З.И., см. Шаов А.Х.
Иттиев А.Б., см. Кумыков Р.М.
Иттиев А.Б., см. Кумыков Р.М.

К

Кабжихов А.А., см. Кумыков Р.М.
Кажарова А.М., см. Кяров А.А.
**Казанчева Л.А., Мирзоева М.А.,
 Кумышева Ю.А., Кумышева К.А.** № 3, с. 5-7
 Экологическая оценка микроэлементного состава
 грунта малых водоемов
Казанчева Л.А., см. Мирзоева М.А.
Казиев А.С., см. Кяров А.А.
Казиев А.С., см. Кяров А.А.
Калмыков Р.М., Кармоков А.М., Лосанов Х.Х. № 3, с. 63-66
 Удельная электропроводность и термоэдс-соединения
 PbTe с примесями CdSe
Канукоева З.М., см. Алтуева А.М.

Канукоева З.М., Алтуева А.М., Утова Р.А., Иванов А.А., Васнецова О.А., Машуков Н.И. Мультифункциональные нанокompозиты на основе полиолефинов трубных марок Кармоков А.М., см. Калмыков Р.М. Квашин В.А., см. Беев А.А. Квашин В.А., см. Беев А.А. Князева М.А., см. Бурковский Р.Г. Козлов Г.В., см. Балаева С.М.	№ 1,	с. 32-37
Колосов А.Ю., Соколов Д.Н., Сдобняков Н.Ю., Мясниченко В.С., Богатов А.А., Богданов С.С. Изучение механизма и условий коалесценции наночастиц металлов различной геометрии Колосов А.Ю., см. Мясниченко В.С. Конгапшев А.А., см. Паштова Л.Р.	№ 3,	с. 54-62
Коробенко В.Н., Рахель А.Д., Савватимский А.И., Фортов В.Е. Электропроводность вольфрама при сверхкритических температурах и давлениях	№ 4,	с. 52-57
Костин В.В., Фортов В.Е., Кунижев Б.И., Савинцев А.П., Темроков А.И. Действие мощных лазерных импульсов на мишень из полиметилметакрилата Куготова А.М., см. Кунижев Б.И. Кузамышев В.М., см. Шустов Г.Б. Курашинова М.З., см. Шогенова Д.Л. Курданова Ж.И., см. Саламов А.Х. Курданова Ж.И., см. Шахмурзова К.Т. Кумыков Р.М., см. Вологиров А.К.	№ 4,	с. 23-27
Кумыков Р.М., Иттиев А.Б. Получение новых полигетероариленов с улучшенной перерабатываемостью в изделия с использованием реакции нуклеофильного полинитрозамещения	№ 2,	с. 45-49
Кумыков Р.М., Иттиев А.Б., Кабжихов А.А. Новые растворимые, термо- и огнестойкие полиимиды на основе диангирида 1,3-бис (3,4-дикарбоксифенил) – 1,1,3,3 тетраметилдисилоксана Кумышев М.А., см. Кунижев Б.И. Кумышева К.А., см. Казанчева Л.А. Кумышева К.А., см. Мирзоева М.А. Кумышева Ю.А., см. Казанчева Л.А. Кумышева Ю.А., см. Мирзоева М.А.	№ 3,	с. 8-12
Кунижев Б.И., Куготова А.М., Кумышев М.А., Матуева Р.А., Цечоева А.Х., Таова Э.Ю. Механизм кратерообразования и изменение структуры полиметилметакрилата при действии лазерного излучения Кунижев Б.И., см. Костин В.В. Кучменова Р.З., см. Шахмурзова К.Т., Курданова Ж.И., Жан- ситов А.А., Кушхов Х.Б., см. Шомахов А.В. Кушхов Х.Б., см. Шогенова Д.Л. Кушхов Х.Б., см. Янаева Э.С.	№ 2,	с. 50-52

Кяров А.А., Хочуев И.Ю., Мирзоев Р.С., Балахов Э.С., Андриянова Л.А., Казиев А.С. Гетерогенное равновесие и свойства насыщенных растворов в системе $\text{Na}_2\text{MoO}_4\text{--Na}_2\text{CO}_3\text{--H}_2\text{O}$ при 20 °С	№ 1,	с. 38-42
Кяров А.А., Хочуев И.Ю., Мирзоев Р.С., Балахов Э.С., Андриянова Л.А., Казиев А.С., Кажарова А.М. Методы извлечения избыточной соды из автоклавных растворов, содержащих вольфрамат и молибдат натрия	№ 1,	с. 43-47
Кяров А.А., см. Шустов Г.Б.		

Л

Лебедева О.А., см. Седелкин В.М.		
Лебедева О.А., см. Седелкин В.М.		
Лебедева О.А., см. Седелкин В.М.		
Левашов П.Р., Ломоносов И.В., Фортон В.Е., Хищенко К.В. Уравнения состояния жидких металлов как уравнения системы мягких сфер	№ 4,	с. 13-22
Локьяева З.А., см. Шаббаев А.С.		
Ломоносов И.В., см. Левашов П.Р.		
Ломоносов И.В., см. Павловский М.Н.		
Ломоносов И.В., см. Хищенко К.В.		
Лосанов Х.Х., см. Калмыков Р.М.		

М

Магомедов М.Н. Уравнение состояния нанокристалла с вакансиями и диффундирующими атомами	№ 3,	с. 39-45
Маламатов А.Х., см. Борукаев Т.А.		
Малкандуев Ю.А., см. Борукаев Т.А.		
Мамхегов Р.М., см. Цурова А.Т.		
Маржохова Е.Б., см. Паштова Л.Р.		
Мариева-Бозиева М.А., см. Шогенова Д.Л.		
Маслевцов А.В., см. Земляков В.Е.		
Матиева Р.А., см. Кунижев Б.И.		
Машуков Н.И., см. Алтуева А.М.		
Машуков Н.И., см. Канукоева З.М.		
Машуков Н.И., см. Шаов А.Х.		
Машуков Н.И., см. Шустов Г.Б.		
Мидова З.Х., см. Борукаев Т.А.		
Микитаев А.К., см. Цурова А.Т.		
Минцев В.Б., см. Шилкин Н.С.		
Мирзоева М.А., Казанчева Л.А., Кумышева Ю.А., Кумышева К.А. Водорастворимые полиэлектролиты в процессах очистки сточных вод	№ 3,	с. 13-16
Мирзоева М.А., см. Казанчева Л.А.		
Мирзоев Р.С., см. Кяров А.А.		
Мирзоев Р.С., см. Кяров А.А.		
Мирзоев Р.С., см. Шустов Г.Б.		
Мирошников Б.Н., см. Мирошникова И.Н.		
Мирошникова И.Н., Мирошников Б.Н., Баринев А.Д., Попов И.А. Использование спектров плотности мощности шума при разработке полупроводниковых фотоприемников	№ 3,	с. 75-81

Мисакова О.А. , см. Алтуева А.М.		
Моллаева Ж.М. , см. Шаов А.Х.		
Мостовой А.С. , см. Седелкин В.М.		
Мусаев Ю.И., Балаева М.О., Мусаева Э.Б. Синтез дикетоксима 4,4'-диацетилдифенилсульфида и полифениленсульфидпиррола на его основе	№ 2,	с. 53-55
Мусаева Э.Б. , см. Мусаев Ю.И.		
Мясниченко В.С., Колосов А.Ю., Соколов Д.Н., Сдобняков Н.Ю. Изучение условий для формирования фаз Лавеса в ультратонких биметаллических плёнках	№ 3,	с. 50-53
Мясниченко В.С. , см. Колосов А.Ю.		

Н

Нефедов А.П., см. Василяк Л.М.
Нефедов А.П., см. Ваулина О.С.

П

Павлов С.А. , см. Гершенкрой В.Л.		
Павловский М.Н., Хищенко К.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В., Симаков Г.В., Фортов В.Е. Фазовые превращения и сжимаемость алмаза и графита в ударных волнах	№ 4,	с. 28-30
Парчиева М.М. , см. Инаркиева З.И.		
Паштова Л.Р., Конгапшев А.А., Биногерова Ф.А., Маржохова Е.Б., Гадзаева Р.А. Отостабилизация полибутилентерефталата с помощью порошкообразных солей и оксидов металлов	№ 1,	с. 48-49
Петров О.Ф. , см. Ваулина О.С.		
Поляков Д.Н. , см. Василяк Л.М.		
Пономарева Е.А. , см. Воропаев С.А.		
Попов А.И., Баринев А.Д. Нанопорядоченные материалы твердотельной электроники: формирование и природа областей упорядочения	№ 3,	с. 82-86
Попов И.А. , см. Мирошникова И.Н.		
Потехина Л.Н. , см. Седелкин В.М.		
Потехина Л.Н. , см. Седелкин В.М.		
Потехина Л.Н. , см. Седелкин В.М.		

Р

Рахель А.Д. , см. Коробенко В.Н.		
Ржевская Е.В. , см. Шабает А.С.		
Родионов Ю.А., Смирнов А.Г., Степанов А.А. Анализ основных механизмов, определяющих качество жидкостного травления кремния	№ 3,	с. 95-102
Родионов Ю.А., Смирнов А.Г., Степанов А.А. Особенности химического травления кремния с маской фоторезиста	№ 3,	с. 103-108

С

Савватимский А.И., см. Коробенко В.Н.
Савинцев А.П., см. Костин В.В.
Саламов А.Х., см. Акталиева А.Г.

Саламов А.Х., Шахмурзова К.Т., Курданова Ж.И., Байказиев А.Э., Хаширова С.Ю., Ялхороева М.А., Султыгова З.Х. Полифениленсульфид как суперконструкционный полимер	№ 2,	с. 56-58
Сдобняков Н.Ю., см. Колосов А.Ю. Сдобняков Н.Ю., см. Мясниченко В.С. Седелкин В.М., Головин Ю.М., Черкасов Д.М., Лебедева О.А., Потехина Л.Н. Надмолекулярная структура хитозана и хитозановых пленок различной химической модификации	№ 3,	с. 17-21
Седелкин В.М., Мостовой А.С., Черкасов Д.М., Лебедева О.А., Потехина Л.Н. Ик-спектроскопические характеристики высокомолекулярного крабового хитозана и пленочных материалов на его основе	№ 3,	с. 26-30
Седелкин В.М., Черкасов Д.М., Лебедева О.А., Потехина Л.Н. Исследование антибактериальной активности пленок из ацетата хитозана	№ 3,	с. 22-25
Симаков Г.В., см. Павловский М.Н. Смирнов А.Г., см. Родионов Ю.А. Смирнов А.Г., см. Родионов Ю.А. Созаева Д.Р. Способы гидролиза-экстрагирования пектиновых веществ	№ 2,	с. 59-63
Соколов Д.Н., см. Колосов А.Ю. Соколов Д.Н., см. Мясниченко В.С. Степанов А.А., см. Родионов Ю.А. Степанов А.А., см. Родионов Ю.А. Султыгова З.Х., см. Саламов А.Х.		

Т

Таова Э.Ю., см. Кунижев Б.И.
Темираев К.Б., см. Акталиева А.Г.
Темроков А.И., см. Костин В.В.
Тленкопачев М.Р., см. Шомахов А.В.

У

Утова Р.А., см. Канукоева З.М.

Ф

Филимонов А.В., см. Бурковский Р.Г.
Филимонов А.В., см. Земляков В.Е.
Фортов В.Е., см. Василяк Л.М.
Фортов В.Е., см. Ваулина О.С.
Фортов В.Е., см. Гершенкрой В.Л.
Фортов В.Е., см. Коробенко В.Н.
Фортов В.Е., см. Костин В.В.
Фортов В.Е., см. Левашов П.Р.
Фортов В.Е., см. Павловский М.Н.
Фортов В.Е., см. Хищенко К.В.
Фортов В.Е., см. Шилкин Н.С.
Фотиади А.Э., см. Земляков В.Е.

Х

Хаирова А.А., см. Янаева Э.С.
Хакяшева Э.В., см. Шаов А.Х.

Хакяшева Э.В. , см. Шустов Г.Б.		
Хараев А.М. , см. Инаркиева З.И.		
Хараев А.М. , см. Инаркиева З.И.		
Хараев А.М. , см. Шаов А.Х.		
Хасанов В.В. , см. Борукаев Т.А.		
Хахова М.Р. , см. Шогенова Д.Л.		
Хаширов А.А. , см. Шабаев А.С.		
Хаширова С.Ю. , см. Беев А.А.		
Хаширова С.Ю. , см. Саламов А.Х.		
Хаширова С.Ю. , см. Цурова А.Т.		
Хаширова С.Ю. , см. Шахмурзова К.Т.		
Хочуев И.Ю. , см. Кяров А.А.		
Хочуев И.Ю. , см. Кяров А.А.		
Хищенко К.В., Ломоносов И.В., Фортгов В.Е.	№ 4,	с. 6-12
Физико-химические превращения и уравнения состояния органических соединений при высоких плотностях энергии		
Хищенко К.В. , см. Левашов П.Р.		
Хищенко К.В. , см. Павловский М.Н.		

Ц

Ченчиков А.М. , см. Гершенкрой В.Л.		
Цечоева А.Х. , см. Кунижев Б.И.		
Цурова А.Т., Бесланеева З.Л., Мамхегов Р.М., Хаширова С.Ю., Микитаев А.К.	№ 1,	с. 50-53
Разработка органоглины для модификации термостойких полимерных матриц		

Ч

Черкасов Д.М. , см. Седелкин В.М.	
Черкасов Д.М. , см. Седелкин В.М.	
Черкасов Д.М. , см. Седелкин В.М.	
Чеченов И.З. , см. Шабаев А.С.	

Ш

Шабаев А.С., Жанситов А.А., Башоров М.Т., Локьяева З.А., Чеченов И.З., Ржевская Е.В., Хаширов А.А.	№ 2,	с. 64-69
Сравнительные исследования термической деструкции полиэфиркетонов различного строения методом пиролитической газовой хроматографии		
Шабатокова Р.Х. , см. Шахмурзова К.Т.		
Шакова А.А. , см. Борукаев Т.А.		
Шаов А.Х. , см. Борукаев Т.А.		
Шаов А.Х. , см. Борукаев Т.А.		
Шаов А.Х., Борукаев Т.А., Хараев А.М., Шетов Р.А., Машуков Н.И., Шустов Г.Б., Бажева Р.Ч., Инаркиева З.И.	№ 2,	с. 70-74
Стабилизация полиэтилена высокой плотности циклогексилфосфонатом кальция		
Шаов А.Х., Шетов Р.А., Хакяшева Э.В., Моллаева Ж.М., Шогенов Р.Р., Абрегов Р.А., Гажев И.З.	№ 1,	с. 54-58
Исследование термостабильности полиэтилена высокой плотности, содержащего фосфорорганические соединения как инструмент мониторинга возможности рециклинга полимера		
Шαιοва З.З. , см. Шахмурзова К.Т.		

**ИЗВЕСТИЯ КАБАРДИНО-БАЛКАРСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

**PROCEEDINGS OF THE
KABARDINO-BALKARIAN
STATE UNIVERSITY**

ТОМ VII, № 4, 2017

Редактор *Т.П. Ханиева*
Компьютерная верстка *Е.Л. Шериевой*
Корректор *Л.А. Скачкова*

В печать 20.12.2017. Формат 60x84 ¹/₈.
Печать трафаретная. Бумага офсетная.
9,30 усл.п.л. 9,0 уч.-изд.л.
Тираж 1000 экз. Заказ № 8865.
Дата выхода в свет 25.12.2017.

Адрес издателя: 360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173,
Кабардино-Балкарский государственный университет.

Адрес типографии: 360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173,
Кабардино-Балкарский государственный университет.
Издательство КБГУ.