

На правах рукописи

Иванов Артём Владиславович

Изучение плотной плазмы методом электровзрыва фольг

1.3.9 — «Физика плазмы»

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2026

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящей работе проведено исследование термодинамических свойств плотной плазмы свинца, которая характеризуется тем, что имеет степень ионизации ~ 1 и является неидеальной по отношению к кулоновскому взаимодействию между свободными электронами и ионами (ионизованными атомами). Безразмерный параметр взаимодействия (неидеальности) для такой плазмы, который определяется как отношение средней потенциальной энергии взаимодействия этих частиц к их средней кинетической энергии, составляет ~ 1 . Изучение свойств этой плазмы выполнено на основе детального сравнения результатов расчетов термодинамических функций плазмы, полученных с помощью химической модели, основанной на дебаевском приближении в большом каноническом ансамбле, с результатами экспериментов по электровзрыву фольг. Помимо этого, рассмотрены некоторые вопросы, связанные с развитием этого экспериментального метода генерации и диагностики неидеальной плазмы.

В разрабатываемых в настоящее время технологиях инерциального термоядерного синтеза ядерное топливо мишени (дейтерий, тритий) и абляционный материал оболочки, в процессе воздействия на неё мощного лазерного импульса, проходят через область состояний неидеальной плазмы. При этом для корректного моделирования процесса сжатия мишени, которое производится при помощи гидродинамических кодов, необходимо иметь достаточно точное уравнение состояния плазмы. Термодинамические свойства неидеальной плазмы необходимы для решения большого числа задач в астрофизике, таких как моделирование солнечной плазмы, ядер массивных планет, плазмы центральных областей белых карликов и оболочек нейтронных звезд. Знание этих свойств необходимо для проектирования газофазных ядерных реакторов, которые обладают высоким коэффициентом полезного действия и могут быть использованы как в электростанциях, так и в качестве энергетических установок в космических летательных аппаратах. Отметим, что неидеальная плазма возникает при так называемом электрическом взрыве проводников, используемом в многочисленных приложениях и, в частности, для генерации рентгеновского излучения в X-пинчах. Адекватное моделирование такого процесса невозможно без знания уравнения состояния плотной плазмы, т. к. в это состояние переходит часть материала проводника при нагреве импульсным электрическим током высокой плотности. Неидеальная плазма возникает также при воздействии на поверхность твердого тела лазерного импульса большой мощности или при выходе на поверхность тела мощной ударной волны.

Теоретические модели плотной плазмы нуждаются в верификации, т. к. общепринятая теория такой плазмы отсутствует. В настоящее время в литературе имеется весьма ограниченный небольшой набор экспериментальных данных по свойствам неидеальной плазмы. Проведенные недавно эксперименты по электровзрыву фольг, позволили получить довольно обширный набор данных по термодинамическим свойствам неидеальной плазмы свинца и её электропроводности. Однако область состояний (на плоскости удельный объем, давление), для которой удалось получить данные оказалась недостаточно широкой, чтобы охватить и область слабонеидеальной плазмы, т. е. плазмы с относительно низкой плотностью и высоким давлением. Это связано с проблемами диагностики плазмы в экспериментах по электровзрыву фольг. В настоящей работе проведен теоретический анализ некоторых источников погрешности измерений термодинамических функций и электропроводности плотной плазмы в таких экспериментах с целью усовершенствования диагностики для проведения более точных измерений и для более широкой области состояний.

Цели работы. Используя химическую модель плазмы, основанную на дебаевском приближении в большом каноническом ансамбле, провести расчеты термодинамических функций плотной плазмы свинца и выполнить детальное сравнение этих функций с уникальными экспериментальными данными, полученными недавно в экспериментах по электрическому взрыву фольг для интервала удельных объемов 5–20 от нормального удельного объема свинца, и давлений 0.5–5 ГПа.

Провести оценку погрешности пирометрических измерений температуры в экспериментах по электровзрыву фольг, связанной с формированием вблизи поверхности образца температурного профиля с большим градиентом из-за теплопроводности.

Провести анализ динамики деформации блоков оконного материала в экспериментах по электрическому взрыву фольг и учесть влияние упругих волн разгрузки, возникающих на боковых поверхностях этих блоков и возмущающих одномерный характер деформации, на результаты интерферометрических измерений изменения объема образца и давления.

Положения, выносимые на защиту:

1. Установлено, что химическая модель плазмы, основанная на дебаевском приближении в большом каноническом ансамбле, имеет весьма широкую область применимости и качественно описывает поведение термодинамических функций сверхкритического флюида свинца в интервале удельных объемов начиная от значений, сопоставимых с критическим объемом перехода жидкость-газ (и при больших значениях) и давлениях в интервале 0.5–5 ГПа.

2. Проведенное в настоящей работе детальное сравнение расчетов по химическим моделям плотной плазмы свинца с экспериментальными данными, полученными в экспериментах по электровзрыву фольг позволило установить, что в области относительных объемов $V/V_0 = 5 - 10$ (V – удельный объем, а V_0 – удельный объем свинца при нормальных условиях) и давлений $P > 3$ ГПа, для которой параметр взаимодействия принимает значения близкие к единице, а параметр вырождения $T/T_F = 2-3$ (T – температура, а T_F – температура Ферми газа свободных электронов) существующие модели качественно неверно описывают поведение термодинамических функций плотной плазмы свинца: в этой области состояний модель идеального газа лучше согласуется с экспериментом, чем рассмотренные модели.
3. Используя метод Каньяра-де Хупа получено точное решение нестационарной задачи теории упругости о деформации четверти упругого пространства, на одну из поверхностей которого действует равномерное внешнее давление, а другая поверхность свободна. Это решение позволило изучить сложную картину взаимодействия между объемными волнами и поверхностными волнами Рэлея, которые возникают при деформации оконных блоков в экспериментах по электровзрыву фольг.
4. Используя это решение, оценена точность приближенного решения, найденного в этой работе путем разложения поля смещений по малому параметру (коэффициенту Пуассона), которое (решение) имеет достаточно простой вид и делает возможной оценку погрешности измерений, вызванной влиянием упругих волн от боковых поверхностей оконного блока на результаты интерферометрических измерений в экспериментах по электровзрыву фольг.
5. Используя метод интегральных преобразований получено аналитическое решение задачи теплопроводности о формировании профиля температуры с большим градиентом вблизи поверхности образца в экспериментах по электровзрыву фольг, которое позволило оценить погрешности пирометрических измерений температуры в этих экспериментах.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных мероприятиях:

1. Scientific-Coordination Workshop on Non-Ideal Plasma Physics, November 30 – December 1, 2022, Moscow, Russia.

2. I Всероссийская школа НЦФМ по газодинамике, физике взрыва и экстремальным состояниям вещества, 14–16 марта 2023 г., Саров, Россия.
3. XXXVIII Fortov International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. Место проведения: March 1–6, 2023, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia.
4. Доклад на семинаре теоретического отдела им. Л.М. Бибермана. Дата проведения семинара: 13.06.24.
5. Доклад на семинаре Отдела физики высоких плотностей энергии ФИАН под руководством д.ф.-м.н. Пикуза С.А. Дата проведения семинара: 01.07.24.
<https://www.lebedev.ru/ru/component/seminars/156.html>
6. XII Международная Конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2026», 02 февраля - 06 февраля, 2026 года, Москва, НИЯУ МИФИ.
7. 22th International Workshop on Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation, Moscow, Russia, April 6-10, 2026.
8. IV Всероссийская школа НЦФМ по проблемам исследований в сильных и сверхсильных магнитных полях, 18–28 мая 2026 г., Саров, Россия.
9. Доклад на семинаре теоретического отдела им. Л.М. Бибермана. Дата проведения семинара: 25.06.26.
10. Доклад на семинаре лаборатории Теоретической электродинамики конденсированного состояния ИТПЭ РАН (под рук. д.ф.-м.н. А.Л. Рахманова). Дата проведения семинара 28 апреля 2026. https://itae.ru/about/news_detail.php?ID=7161
11. Доклад на семинаре Института физики высоких давлений. Руководитель семинара: чл.-корр. РАН В.Н. Рыжов. Дата проведения семинара: 20 апреля 2026 г.
<http://www.hppi.troitsk.ru/meetings/seminar/seminar-1.htm>

Соответствие паспорту специальности. Диссертация соответствует паспорту специальности 1.3.9. «Физика плазмы» (отрасль науки – физико-математические) по п.2 «Термодинамика, кинетика (в т.ч. явления переноса), оптика, элементарные процессы в плазме (ионизация, излучение, столкновения и т.п.).».

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в трёх статьях в научных журналах, рекомендованных ВАК.

Личный вклад автора. Пакет программ, в которых реализованы различные варианты химический моделей написаны лично автором, расчеты по химическим моделям проводились лично автором. Решения задач теплопроводности и деформации оконного

блока получены лично автором. Работа выполнена в ОИВТ РАН под руководством с.н.с. к.ф.-м.н. А.Д. Рахеля.

Объем и структура работы. Объем диссертации составляет 85 страниц, содержит 28 рисунков и включает в себя 54 ссылки на литературные источники. Диссертационная работа включает в себя введение, пять глав, заключение.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе представлен обзор литературы, посвященной разработке химических моделей для описания термодинамических свойств неидеальной плазмы. Приведен обзор работ, в которых были получены экспериментальные данные по термодинамическим свойствам плазмы со степенью ионизации порядка единицы и параметром кулоновской неидеальности $\Gamma \geq 1$. Помимо этого, приведен обзор работ по нестационарным задачам деформации упругого полупространства.

Во второй главе изложены основы экспериментальной методики электровзрыва фольг, помещенных между блоками оконного материала. Эти эксперименты [1, 2] позволяют изучать теплофизические свойства жидких металлов, графита и жидкого углерода, а также других проводящих материалов, в области состояний, которая в настоящее время недоступна для других экспериментальных методов.

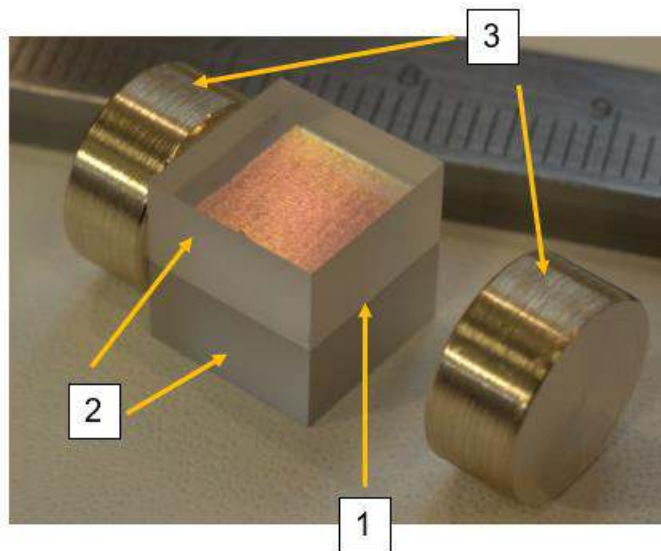


Рисунок 1 – Фотография элементов экспериментальной сборки. 1 – отрезок фольги исследуемого металла (образец), помещённый между двумя блоками оконного материала 2, 3 – латунные электроды с плоскими поверхностями, которые во время эксперимента прижимаются к концам образца. Между поверхностью образца и оконными блоками находится слой клея толщиной ~ 1 мкм.

В случае исследования металлов образец для такого эксперимента представляет собой прямоугольный отрезок фольги толщиной 10–30 мкм, длиной около 10 мм и шириной 5–10 мм, который зажимается между двумя блоками так называемого оконного материала¹, как показано на рисунке 1. В эксперименте, к одной паре противоположных граней слойки, куда выходят края образца, приклеивают блоки технического стекла, а две другие грани плотно прижимают к плоским латунным электродам, обеспечивающим хороший электрический контакт образца с внешней электрической цепью, в которой путем разряда батареи конденсаторов генерируется импульс электрического тока. В течение времени $t \sim 1$ мкс (характерное время эксперимента) в образце выделяется джоулево тепло, которое в несколько раз превосходит энергию сублимации материала образца, в результате чего он испытывает 3–20 кратное тепловое расширение (во столько раз возрастает за это время его толщина). Тепло выделяется из-за прохождения по образцу импульса электрического тока амплитудой 10–100 кА, плотность которого в образце составляет $(2\text{--}4) \cdot 10^7$ А/см². Такая конструкция экспериментальной сборки позволяет осуществить однородный нагрев образца и сделать этот процесс квазистатическим. С помощью лазерного интерферометра в течение эксперимента измеряется нормальная компонента смещения поверхности образца $X(t)$, которая находится в контакте с блоком оконного материала. В течение эксперимента измеряются также временные зависимости тока, протекающего через образец $I(t)$ и величины активного падения напряжения на длине образца $U_R(t)$. На основании этих зависимостей определяются временные зависимости электрического сопротивления образца и величины удельного джоулева тепла $Q(t)$, которое было выделено в объеме образца, путем интегрирования произведения $I(t)U_R(t)$ и деления на массу образца. Помимо этого, на основании измеренного закона смещения $X(t)$ поверхности образца, зная адиабату Пуассона оконного материала, определяется временная зависимость давления в образце $P(t)$. Удельный объем образца $V(t)$ непосредственно выражается через зависимость $X(t)$. Вычитая из удельного тепла, рассеянного в образце удельную работу, совершенную образцом при сжатии оконных блоков, получим изменение удельной внутренней энергии образца:

$$E(t) = Q(t) - \int_0^t P(t')dV(t'). \quad (1)$$

Таким образом получаем данные для построения калорического уравнения состояния в форме $E = E(P, V)$, или для энтальпии $W = W(P, V)$ ($W = E + PV$).

¹ Так называют оптически прозрачный материал с известными зависимостями показателя преломления и нормальной составляющей напряжения от плотности при одноосной изэнтропической деформации, который позволяет проводить интерферометрические измерения смещения поверхности образца.

Далее в этом разделе излагаются теоретические основы методики измерения давления в образце. Испытывающий тепловое расширение образец рождает в блоке оконного материала так называемую простую волну [3] и это позволяет однозначно связать давление на контактной поверхности образец-оконный блок со скоростью движения этой поверхности, т. к. адиабата Пуассона для оконного материала, т.е. зависимость нормальной составляющей напряжения от плотности, известна. Дифференцируя измеренную зависимость смещения контактной поверхности $X(t)$ по времени и подставляя ее в решение задачи для простой волны, получаем временную зависимость давления в образце. Поскольку в настоящей работе обсуждаются эксперименты, в которых проводились измерения термодинамических функций плотной плазмы свинца в диапазоне относительно больших объемов образца (в 5 – 20 раз больших исходного) [4], была проведена оценка степени однородности распределения плотности по толщине образца для таких состояний. Оценки были сделаны для двух характерных экспериментов работы [4]. Измеренные в этих экспериментах зависимости давления от относительного объема представлены на рисунке 2. Для оценки степени однородности плотности её профиль по сечению образца был представлен в виде суммы однородной и небольшой неоднородной добавки: $\rho(x,t) = \rho_1(t) + \rho_2(x,t)$. Оценка величины отношения $|\rho_2/\rho_1|$ определялась согласно формулам, приведенным в [5]. Для этого были использованы измеренные зависимости $X(t)$, а также данные по скорости звука для жидкого свинца в рассматриваемой области состояний [2] и данные по скорости звука в плазменном состоянии, полученные в главе 3 диссертации. Полученная зависимость $|\rho_2 / \rho_1|$ как функция относительного объема для двух рассматриваемых экспериментов представлена на рисунке 3.

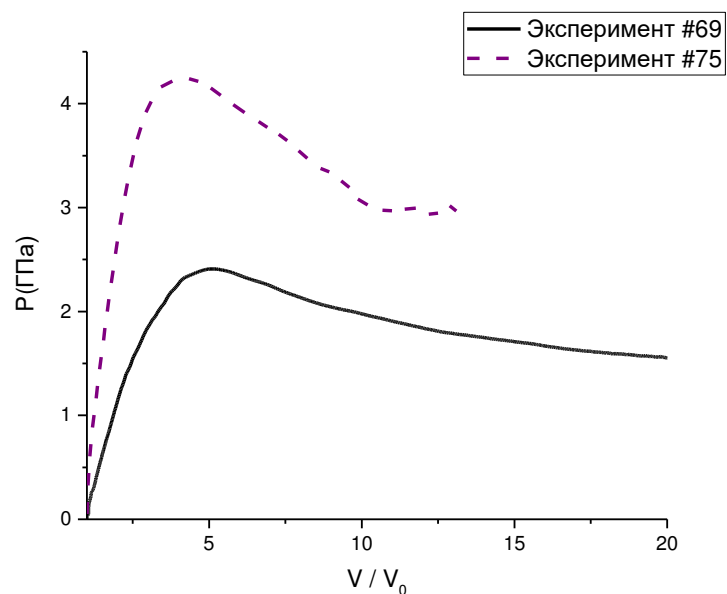


Рисунок 2 – Измеренные зависимости давления как функции относительного объема (V_0 – удельный объем свинца при нормальных условиях) для двух экспериментов со свинцом, в которых изучалась неидеальная плазма (область состояний $V/V_0 > 5$).

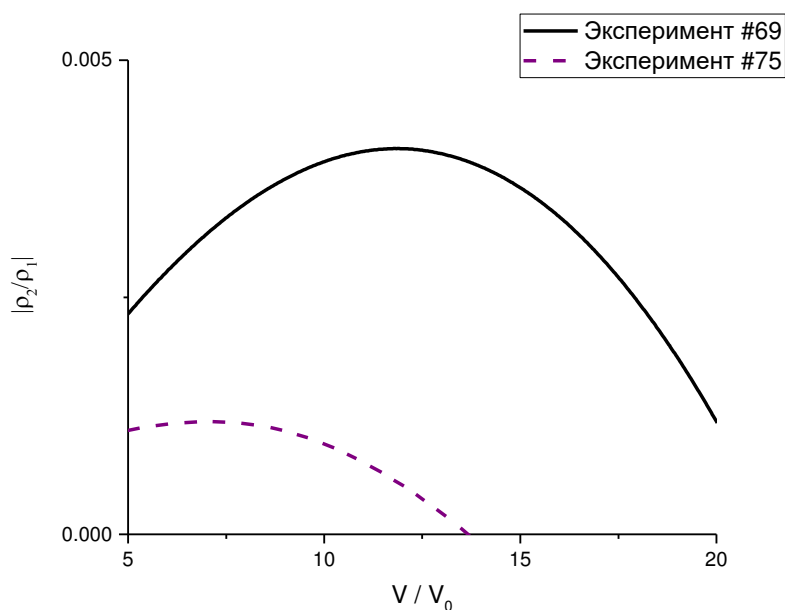


Рисунок 3 – Зависимость отношения неоднородной составляющей плотности на поверхности образца (где она максимальна) к однородной составляющей от относительного объема образца для экспериментов, представленных на рисунке 2.

В третьей главе представлены результаты расчетов термодинамических функций плотной плазмы свинца для интервала относительных объемов $V/V_0 = 5\text{--}20$ и давлений 0.5–4.5 ГПа.

Расчеты были проведены на основе химической модели плазмы [6]. В этой модели свободная энергия системы F представляется как сумма трех слагаемых

$$F = F_{id} + F_{ch-ch} + F_{i-a}, \quad (2)$$

где F_{id} есть свободная энергия идеального газа, состоящего из смеси атомов, свободных электронов и ионов разной кратности (ионизованных атомов), F_{ch-ch} – поправка на взаимодействие между зарядами, полученная на основе дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле [7], а F_{i-a} – поправка на взаимодействие между ионами и атомами, которая вычислялась во втором порядке вириального разложения согласно [8]. Расчеты были проведены для двух вариантов этой модели, которые отличались между собой способом обрезания статсумм атомов и ионов. В первом варианте модели, который в тексте обозначен как ХМ2, аналогично работе [6], обрезание статсумм атомов проводилось по формуле Планка-Ларкина (ПЛ) [9], а для ионов процедура обрезания заключалась в том, что учитывались только те уровни, энергия которых, отсчитываемая от основного состояния, не превышала 10 эВ. Во втором варианте модели обрезание статсумм как атомов, так и ионов проводилось по формуле Старостина-Рериха (СР) [10]. Эта модель в тексте обозначена как ХМ3. Также были проведены расчеты для модели идеального газа, в которой в выражении для свободной энергии (2) учитывается только слагаемое F_{id} , а статсуммы составных частиц вычисляются в приближении ПЛ.

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными [4]. На рисунке 4 представлены зависимости давления от относительного объема, полученные в трех экспериментах и результаты расчета по ХМ2 и модели идеального газа. Это сравнение показывает, что в области давлений $P < 3$ ГПа и для относительных объемов $V/V_0 > 8$, отличие результатов расчета по ХМ2 от эксперимента приближается к экспериментальной погрешности. Однако в интервале объемов $5 < V/V_0 < 8$ и давлений $P > 1$ ГПа отличие ХМ2 от эксперимента превышает погрешности измерений и достигает 40%. При этом, как видно из рисунка, идеально газовая модель в этой области лучше согласуется с экспериментом. Из этого сравнения следует, во-первых, что разница между результатами расчетов по ХМ2 и моделью идеального газа относительно мала, а это означает, что ХМ2 используется в пределах границ своей применимости, т. е. добавки к термодинамическим функциям за счет взаимодействия между компонентами плазмы остаются малыми. А, во-вторых, мы видим, что есть области состояний на плоскости $V/V_0, P$, где модель идеального газа лучше согласуется с экспериментом и эта область соответствует относительно высокой плотности плазмы и высокой температуре.

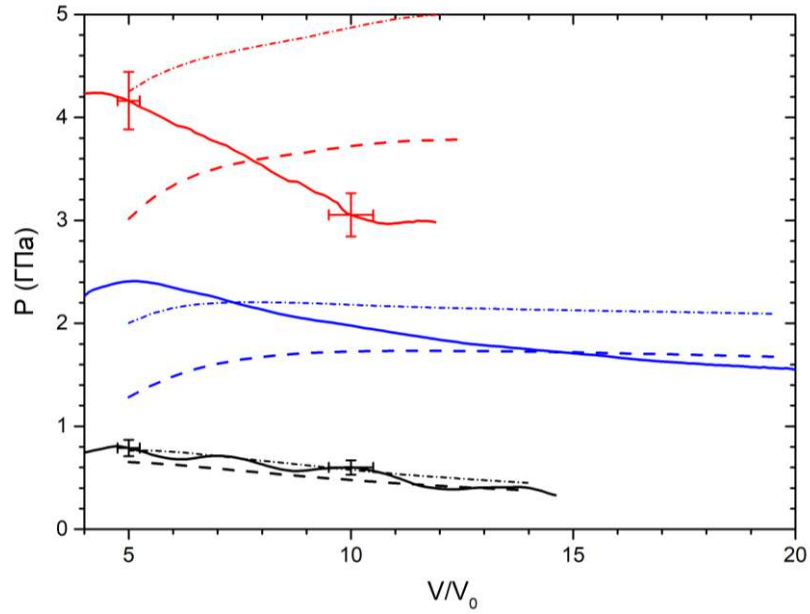


Рисунок 4 – Прямое сравнение результатов расчетов по химической модели XM2 (штриховые линии) и идеально газовой модели (штрихпунктирные линии) с результатами измерений для трех экспериментов (сплошные линии). Крестиками показаны погрешности измерений. Значения внутренней энергии при определенных значениях V/V_0 для этих расчетов брались из эксперимента.

На рисунке 5 представлены измеренные зависимости изменения средней кинетической энергии плазмы свинца на изохорах как функции приращения внутренней энергии, которые сравниваются с результатами расчетов по химическим моделям. Средняя кинетическая энергия K связана с внутренней энергией и давлением общим соотношением, которое следует из теоремы вириала и справедливо как для классической, так и квантовой системы частиц, взаимодействующих по закону Кулона

$$K = 3PV - E, \quad (3)$$

Если учесть, это соотношение должно выполняться и для нормального состояния вещества (твердое состояние при нормальных условиях), т. е. должно иметь место

$$K_0 = 3P_0V_0 - E_0, \quad (4)$$

где индексом 0 отмечены величины при нормальных условиях. Вычитая равенство (4) из (3) и пренебрегая малой величиной $3P_0V_0$, то получим соотношение

$$K - K_0 = 3PV - (E - E_0), \quad (5)$$

которое связывает изменение средней кинетической энергии системы с изменением внутренней энергии, т. е. величиной, которая измеряется в эксперименте. Эту величину мы обозначали как E и будем так обозначать её и впредь. Из рисунка 5 следует, что XM1 [11] и модель идеального газа качественно неверно описывают изменение средней кинетической энергии системы: они предсказывают её увеличение, а в эксперименте наблюдается

уменьшение. Как известно, для классической системы частиц кинетическая энергия пропорциональна температуре. Поскольку при фиксированной плотности (на изохорах) внутренняя энергия монотонно растет с температурой, то наблюдаемое поведение говорит о том, что мы имеем дело не с классической, а с квантовой системой. В квантовой же системе средняя кинетическая энергия частиц может убывать с ростом температуры. Так в атоме при увеличении температуры связанные электроны переходят в возбужденные состояния, для которых волновая функция менее локализована вблизи ядра атома, и, согласно принципу неопределенности Шредингера, средняя кинетическая энергия связанных электронов уменьшается. Таким образом, экспериментальные данные, приведенные на рис. 5, позволяют оценить, насколько точно химические модели учитывают вклада возбужденных состояний атомов и ионов в термодинамические функции плазмы. По сравнению с моделью идеального газа, в моделях ХМ2, ХМ3 реализуется больше связанных состояний атомов и ионов, что приводит к лучшему согласию с экспериментом. Однако, как видно из рисунка, этого недостаточно для получения согласия с экспериментом.

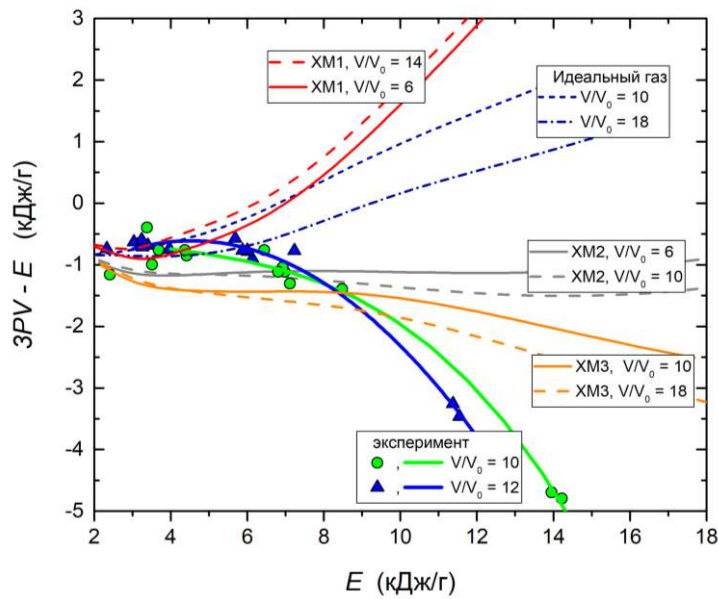


Рисунок 5 – Сравнение измеренных зависимостей изменения средней кинетической энергии плазмы от внутренней энергии на двух изохорах (зеленые кружки и синие треугольники, а сплошные зеленая и синяя линии являются аппроксимацией этих изохор) с результатами расчетов по ХМ1 [11], ХМ2, ХМ3 и модели идеального газа.

На рисунке 6 приведено сравнение рассчитанных зависимостей коэффициента Грюнайзена от относительной плотности с результатами измерений. Коэффициент Грюнайзена определяется как

$$\gamma_G = V \left(\frac{\partial P}{\partial E} \right)_V \quad (6)$$

Как следует из рисунка, отличие результатов расчетов по ХМ3 от экспериментальных значений в интервале $V_0/V < 0.15$ не превышает экспериментальную погрешность и чуть хуже согласуется с экспериментом в этом интервале расчет по ХМ2. Заметим, что в интервале $V_0/V > 0.1$ наклон зависимости коэффициента Грюнайзена от плотности, полученный в эксперименте, в 5-7 раза больше, чем тот, которые предсказывают химических модели. При этом значения коэффициента Грюнайзена для идеальной газовой модели лежат ближе к эксперименту, чем значения ХМ1. Такое поведение может быть связано с тем, что в модели идеального газа вклад связанных состояний составных частиц (атомов и ионов) описывается более точно, чем в ХМ1.

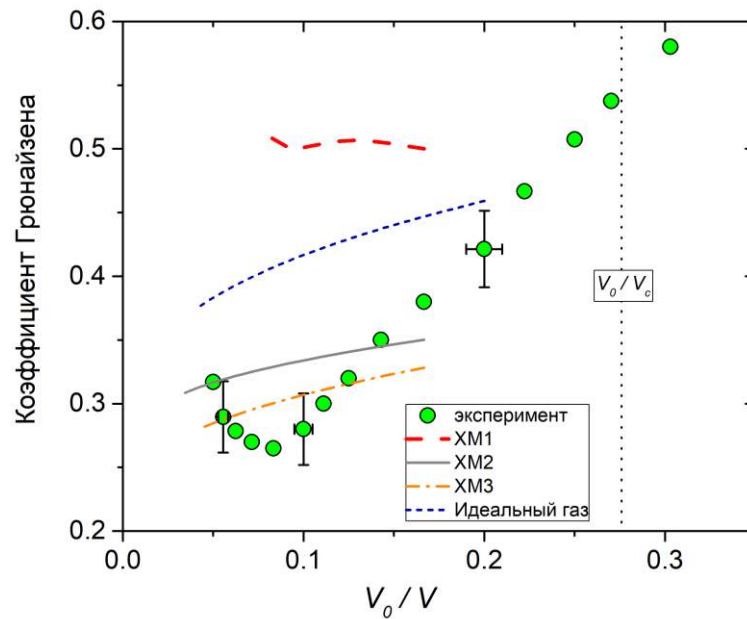


Рисунок 6 – Сравнение рассчитанных зависимостей коэффициента Грюнайзена плотной плазмы свинца от относительной плотности с результатами измерений [4]. Зеленые кружки – эксперимент, красная пунктирная линия – расчет по ХМ1[11], серая сплошная линия – ХМ2, оранжевая штрихпунктирная линия – ХМ3, синяя пунктирная линия – идеальный газ. Вертикальной пунктирной линией указано значение критической плотности.

Дифференцируя соотношение (5) по энергии при фиксированном значении объема, получим

$$\left(\frac{\partial K}{\partial E}\right)_V = 3\gamma_G - 1 \quad (7)$$

Из соотношения (7) следует, что при значениях коэффициента Грюнайзена $\gamma_G < 1/3$, производная средней кинетической энергии по внутренней энергии на изохоре становится отрицательной. Как обсуждалось выше, это связано с процессами ионизации и возбуждения атомов и ионов в плазме. Как видно из рисунка 6, в интервале относительных плотностей $0.05 < V_0/V < 0.15$ экспериментальные значения коэффициента Грюнайзена удовлетворяют неравенству $\gamma_G < 1/3$, как и значения полученные с помощью ХМ3. Отсюда следует, что

имеется интервал плотностей, в котором вклад возбужденных состояний составных частиц в термодинамические функции плазмы максимален и это значения плотности, где коэффициента Грюнайзена принимает минимальные значения.

Сравнение измеренных значений величины c_w , которую мы формально называем изэнтальпической скоростью звука, с рассчитанными значениями показано на рисунке 7. Эта величина определяется как

$$c_w = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_w} \quad (8)$$

($\rho = V^{-1}$ – плотность) и связана со скоростью звука (изэнтропической производной давления по плотности) соотношением

$$c_s = \sqrt{1 + \gamma_G} c_w \quad (9)$$

Как видно из рисунка, в интервале энтальпий $W < 10$ кДж/г все модели занижают значения c_w по отношению к эксперименту, при этом ближе всего к эксперименту лежит кривая, полученная для модели идеального газа. При значениях удельной энтальпии в интервале $12 < W < 19$ кДж/г отличие рассчитанных по ХМ2 и ХМ3 значений от измеренных достигает

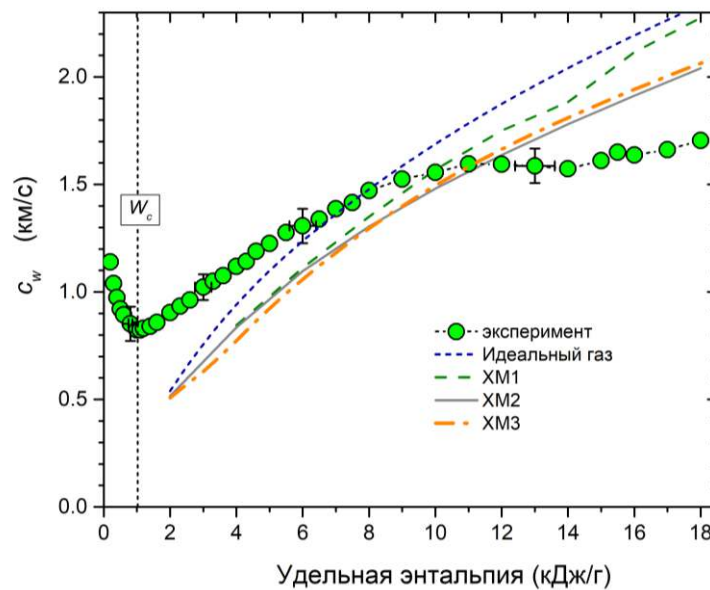


Рисунок 7 – Измеренная зависимость изэнтальпической скорости звука от энтальпии сравнивается с результатами расчетов. Вертикальной пунктирной линией отмечено значение энтальпии в критической точке.

20%, а для модели идеального газа и ХМ1 это отличие еще больше. В интервале энтальпий от критического значения W_c до значения 8 кДж/г экспериментальная кривая имеет практически постоянный положительный наклон, а в области $W > 8$ кДж/г наклон сменяется на более пологий. В химических моделях наклон зависимостей плавно убывает и не описывает наблюдаемого в эксперименте поведения. Как видно из рисунка в интервале энтальпий $W > 8$ кДж/г модель ХМ2 несколько лучше согласуется с экспериментом, чем

ХМЗ. Это означает, что в модели ХМЗ вклад от взаимодействия в свободную энергию не вполне согласован с вкладом от возбужденных состояний, т. е. упругие свойства плазмы, в которой присутствуют возбужденные атомы и ионы описываются недостаточно точно.

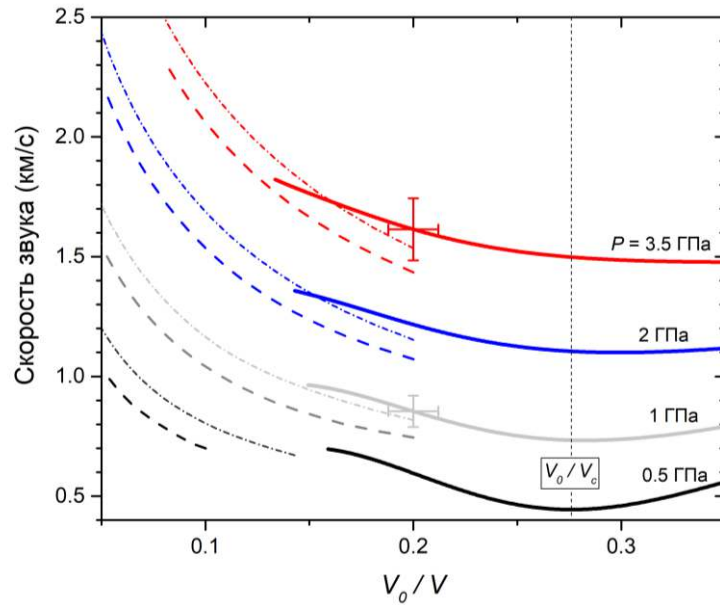


Рисунок 8 – Скорость звука флюида свинца как функция относительной плотности на изобарах $P = 0.5, 1, 2$ и 3.5 ГПа. Сплошные линии – зависимости, полученные с помощью уравнения состояния [2]. Штрихпунктирные линии – модель идеального газа, пунктирные линии – ХМЗ. Показана неопределенность значений для уравнения состояния [2].

Сравнение рассчитанных значений скорости звука c_s по модели идеального газа и ХМЗ со значениями, которые дает феноменологическое уравнение состояния [2], точность которого известна (и определяется только погрешностью измерений), представлено на рисунке 8. Так же, как и для изэнтальпической скорости звука, есть область состояний, в которой рассчитанные зависимости пересекаются с экспериментальными значениями. В области плотностей $0.15 < V_0/V < 0.2$, опять же наилучшее согласие с экспериментом демонстрирует модель идеального газа. Тот факт, что имеется область состояний плотной плазмы, для которой уравнение состояния идеального газа лучше согласуется с экспериментом, чем некоторые химические модели неидеальной плазмы, давно обсуждается в литературе, но пока не получил объяснения.

На рисунке 9 приводится сравнение зависимости безразмерной электропроводимости от параметра взаимодействия для неидеальной плазмы, полученной на основании измеренных значений электропроводности в экспериментах по электровзрыву свинцовых фольг [19] с результатами ударно-волновых экспериментов [14,15]. Здесь параметр взаимодействие определяется формулой

$$\Gamma_e = \frac{e^2}{kT} \left(\frac{4}{3} \pi n_e \right)^{\frac{1}{3}} \quad (10)$$

где e – элементарный заряд, T – температура, k – постоянная Больцмана, n_e – концентрация свободных электронов.

Для того чтобы провести такое сравнение электропроводность представлена в виде безразмерного отношения электропроводности к плазменной частоте электронов проводимости. Значения полученные из эксперимента сравниваются с результатами расчетов [12], результатами молекулярной динамики [13, 14], а также квантовой молекулярной динамики [15].

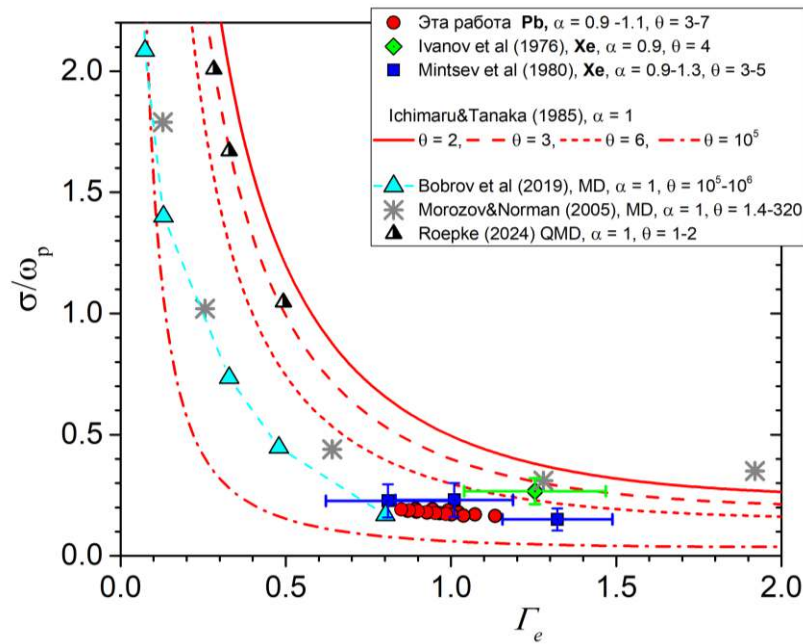


Рисунок 9 – Зависимость безразмерной проводимости от параметра кулоновской неидеальности. Данные работы [19] (красные кружки) сравниваются с результатами измерений [16] (зеленые ромбы) и [17] (синие квадраты), а также с результатами теоретических расчетов и молекулярной динамики [12, 13, 14, 15] (см. обозначения на рисунке).

Измеренные значения проводимости плазмы свинца [4] приведены для относительно узкого интервала значений степени ионизации $\alpha = 0.9-1.1$. Дело в том, что в литературе данные по зависимости кулоновской части электропроводности от параметра взаимодействия были получены, в том числе и из экспериментов, в которых степень ионизации плазмы была заметно меньше единицы. В этом случае нужно было выделять из измеренных значений электропроводности кулоновскую часть, связанную с рассеянием электронов только на ионах и электронах, что вносит некоторую погрешность в эти значения. Поэтому мы приводим данные измерений электропроводности только для узкого интервала значений степени ионизации вблизи значения $\alpha = 1$. На основании рисунка 9, можно заключить, что имеется хорошее согласие между результатами ударно-волновых экспериментов и

экспериментов по электровзрыву фольг. В то же время имеется существенное различие между экспериментальными данными и результатами теоретических расчетов.

В четвертой главе проводится оценка погрешности пирометрических измерений температуры в экспериментах по электровзрыву фольг, связанной с формированием вблизи поверхности образца сильно неоднородного распределения температуры. Поскольку образец находится в контакте с холодным относительно образца слоем клея (который обеспечивает хороший механический контакт образца с оконным блоком), то из-за теплопроводности в этот слой клея уходит тепло с поверхности образца и измеряемая пирометром интенсивность излучения будет соответствовать температуре более низкой, чем в объеме образца. Для того, чтобы оценить разность между температурой в объеме и на поверхности образца было получено точное аналитическое решение соответствующей задачи теплопроводности. Это позволило оценить отличие температуры T вблизи поверхности образца от температуры в объеме T_b . Оценки были проведены для экспериментов с графитом и жидким углеродом [18], которые показали, что разница между температурой на поверхности образца и температурой в объеме не превышает 10% (от значений температуры на поверхности) и это приводит к погрешности пирометрических измерений температуры $< 2\%$.

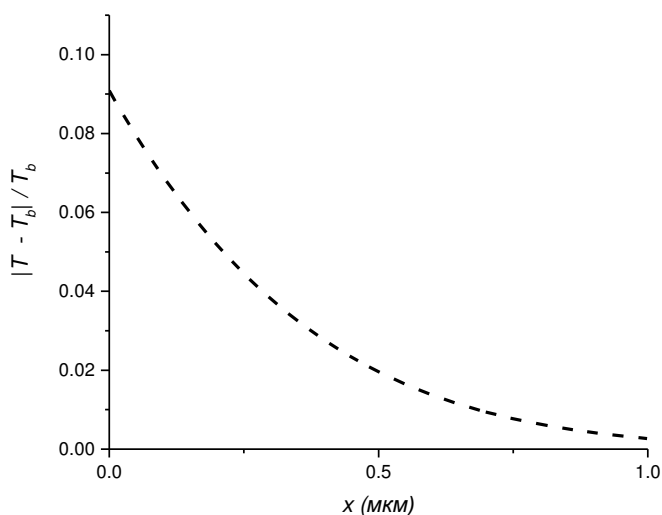


Рисунок 10 – Отношение $|T - T_b|/T_b$ как функция расстояния до поверхности образца квази-монокристаллического графита толщиной 30 мкм, нагреваемого импульсом электрического тока. Начало координат расположено на поверхности образца, а ось x направлена вглубь образца перпендикулярно его поверхности. Поверхность образца находится в контакте со слоем клея.

В пятой главе получено решение задачи о деформации оконного блока в эксперименте по электрическому взрыву фольги. Задача сформулирована как задача о динамике деформации

упругого твердого тела, которое заполняет в пространстве область $x > 0$, $y > 0$ (x , y – декартовы координаты). Тело предполагается однородным и изотропным. В момент времени $t = 0$ на нижнюю поверхность тела, т. е. на поверхность $x = 0$, начинает действовать равномерное внешнее давление, которое меняется со временем по известному закону $P(t)$. При этом боковая поверхность ($y = 0$) свободна. Используя метод интегральных преобразований и метод Каньяра-де Хупа для выполнения обратного преобразования Лапласа, были получены точные формулы для компонент вектора смещения на боковой поверхности. Так y -компонента вектора смещения (смещение нормальное к поверхности) имеет вид

$$u_y(x, 0, t) = - \frac{c_l}{\pi c_t} \left(1 - \frac{2c_t^2}{c_l^2} \right) \int_{c_l^{-1}}^{\frac{t}{x}} \frac{V(\xi)}{\xi - c_l^{-1}} X(t - \xi x) d\xi, \quad (11)$$

где c_l и c_t – соответственно, продольная и поперечная скорости звука, функция $X(t)$ описывает заданный закон движения поверхности $x = 0$, а $V(s)$ есть функция, которая задается формулой

$$V(s) = \begin{cases} \frac{c_t^{-3} \sqrt{s^2 - c_l^{-2}}}{\left[(2s^2 - c_t^{-2})^2 - 4s^2 \sqrt{s^2 - c_l^{-2}} \sqrt{s^2 - c_t^{-2}} \right]}, & s > c_t^{-1} \\ \frac{c_t^{-3} (2s^2 - c_t^{-2})^2 \sqrt{s^2 - c_l^{-2}}}{\left[(2s^2 - c_t^{-2})^4 + 16s^4 (s^2 - c_l^{-2}) (s^2 - c_t^{-2}) \right]}, & c_l^{-1} < s < c_t^{-1}. \end{cases} \quad (12)$$

Выражение для тангенциального смещения на боковой поверхности имеет вид

$$u_x(x, 0, t) = -X\left(t - \frac{x}{c_l}\right) + \frac{c_l}{\pi c_t} \left(1 - \frac{2c_t^2}{c_l^2} \right) \int_{c_l^{-1}}^{a(t/x)} \frac{U(\xi)}{\xi - c_l^{-1}} X(t - \xi x) d\xi + \\ + \frac{\left(\frac{c_l^2}{c_t^2} - 2 \right)}{\left(\frac{c_l}{c_R} - 1 \right)} H_R X\left(t - \frac{x}{c_R}\right), \quad (13)$$

где функция $a(t/x)$, которая стоит на верхнем пределе в интеграле определена согласно формулам

$$a\left(\frac{t}{x}\right) = \begin{cases} \frac{t}{x}, & \frac{t}{x} < c_t^{-1}, \\ c_t^{-1}, & \frac{t}{x} > c_t^{-1}. \end{cases} \quad (14)$$

Функция $U(s)$ дается выражением

$$U(s) = \frac{2sc_t^{-3}(2s^2 - c_t^{-2})\sqrt{s^2 - c_l^{-2}}\sqrt{c_t^{-2} - s^2}}{(2s^2 - c_t^{-2})^4 + 16s^4(s^2 - c_l^{-2})(c_t^{-2} - s^2)}, \quad (15)$$

а функция Релея

$$H_R = \frac{ic_R^{-1} \left((2c_R^{-2} - c_t^{-2}) - 2\sqrt{c_R^{-2} - c_l^{-2}}\sqrt{c_R^{-2} - c_t^{-2}} \right)}{g'(-ic_R^{-1})}, \quad (16)$$

где

$$g(k) = (2k^2 + c_t^{-2})^2 - 4k^2\sqrt{k^2 + c_l^{-2}}\sqrt{k^2 + c_t^{-2}} \quad (17)$$

Аналитическое решение (11-17) позволило изучить сложную картину взаимодействия между объемными волнами и поверхностными волнами Рэлея, которые возникают при деформации оконных блоков в экспериментах по электровзрыву фольг. Ввиду сложности решения общей задачи о возникновении и распространении упругих волн одновременно на четырех боковых поверхностях оконных блоков (и их дальнейшее взаимодействие), было построено приближенное решение. Это решение строилось путем разложения поля смещений по малому параметру (коэффициенту Пуассона). Оно имеет достаточно простой вид и делает возможной оценку погрешности измерений, вызванной влиянием упругих волн от боковых поверхностей оконного блока на результаты интерферометрических измерений в экспериментах по электровзрыву фольг. Для оценки точности приближенного решения использовалась точное решение (11-17) задачи о возникновении боковой волны на одной боковой поверхности. Как оказалось, для типичного закона движения поверхности $X(t)$ в экспериментах [4] отличие в значениях смещения на боковой поверхности между точным и приближенным решением не превышало 30% и этого вполне достаточно чтобы провести качественный анализ картины деформации оконных блоков в этих экспериментах и оценить погрешности, связанные с влиянием боковых волн на результаты интерферометрических измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые проведено детальное сравнение результатов расчетов термодинамических функций плотной плазмы свинца, для которой степень ионизации и параметр кулоновской неидеальности ~ 1 , выполненных с помощью химической модели, основанной на дебаевском приближении в большом каноническом ансамбле, с обширным набором экспериментальных данных, полученных в экспериментах по электровзрыву фольг. Установлено существенное влияния способа учета связанных состояний атомов и

ионов на результаты расчета термодинамических функций плотной плазмы свинца. Показано, что эта химическая модель качественно описывает поведение термодинамических функций плазмы начиная от значений плотности, которые примерно в 3 раза меньше, чем критическая плотность (и при меньших плотностях).

Обнаружено, что имеются область состояний на плоскости V, P , которая соответствует относительно большой плотности и высокому давлению, для которой параметр взаимодействия принимает значения близкие к единице, а параметр вырождения заключен в интервале 2–3, существующие химические модели качественно неверно описывают поведение термодинамических функций плотной плазмы свинца: в этой области состояний модель идеального газа лучше согласуется с экспериментом.

Впервые получено аналитическое решение задачи теплопроводности, которое описывает температурный профиль вблизи поверхности образца в экспериментах по электровзрыву фольг (и других динамических экспериментах), которое позволило оценить погрешность пирометрического измерения температуры в этих экспериментах.

Впервые получено достаточно точное аналитическое решение нестационарной задачи теории упругости о деформации четверти упругого пространства, на одну из поверхностей которого действует равномерное внешнее давление, меняющееся по заданному закону $P(t)$, а другая поверхность свободна. Это решение позволило изучить влияние поверхностных волн Релея на процесс деформации оконных блоков в экспериментах по электровзрыву фольг и получить приближенное решение пригодное для оценки погрешности интерферометрических измерений в этих экспериментах, вызванной влиянием упругих волн, которые рождаются на боковых поверхностях блоков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kondratyev, A. M. Melting Line of Graphite / A. M. Kondratyev, A. D. Rakhel // Physical Review Letters. – 2019. – Vol. 122. – № 17. – P. 175702.
2. Kondratyev, A. M. Measurements of shock-propagation velocities in liquid lead across the metal-nonmetal transition range / A. M. Kondratyev, A. D. Rakhel // Physical Review B. – 2023. – Vol. 107. – № 19. – P. 195134.
3. Landau, L. D. Гидродинамика: Teoreticheskaiâ fizika / L. D. Landau, E. M. Lifšic, E. M. Lifshits. – Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1986.
4. Апфельбаум, Е. М. Изучение плотной плазмы свинца / Е. М. Апфельбаум, А. М. Кондратьев, А. Д. Рахель // Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). – 2024. – Т. 165. – № 6. – С. 876-888.

5. Rakhel, A. D. Melting and Volume Vaporization Kinetics Effects in Tungsten Wires at the Heating Rates of 1012 to 1013 K/s / A. D. Rakhel, G. S. Sarkisov // International Journal of Thermophysics. – 2004. – Vol. 25. – № 4. – P. 1215-1233.
6. Shumikhin, A. S. The calculation of the equation of state, composition and electrical conductivity of dense lead plasma / A. S. Shumikhin // The European Physical Journal D. – 2025. – Vol. 79. – № 9. – P. 112.
7. Likalter, A. A. Interaction of atoms with electrons and ions in a plasma / A. A. Likalter // Soviet Physics JETP. – 1969. – T. 29. – № 1. – C. 133-135.
8. Khomkin, A. L. Basic chemical models of nonideal atomic plasma / A. L. Khomkin, I. A. Mulyenko, A. S. Shumikhin // High Temperature. – 2004. – Vol. 42. – № 6. – P. 842-850.
9. Larkin, A. I. Thermodynamic Functions of a Low-Temperature Plasma / A. I. Larkin // Soviet Physics JETP. – 1960. – T. 11. – № 6. – C. 1363-1364.
10. Starostin, A. N. A converging equation of state of a weakly nonideal hydrogen plasma without mystery / A. N. Starostin, V. C. Roerich // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2005. – Vol. 100. – № 1. – P. 165-198.
11. Apfelbaum, E. M. Calculations of the thermophysical properties of low-temperature Pb plasma at low densities / E. M. Apfelbaum // Contributions to Plasma Physics. – 2021. – Vol. 61. – № 10. – P. e202100063.
12. Ichimaru, S. Statistical physics of dense plasmas: Thermodynamics, transport coefficients and dynamic correlations / S. Ichimaru, H. Iyetomi, S. Tanaka // Physics Reports. – 1987. – Vol. 149. – Statistical physics of dense plasmas. – № 2-3. – P. 91-205.
13. Морозов, И. В. Столкновения и плазменные волны в неидеальной плазме / И. В. Морозов, Г. Э. Норман // Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). – 2005. – Т. 127. – № 2. – С. 412-430.
14. Conductivity and diffusion coefficients in fully ionized strongly coupled plasma: Method of molecular dynamics / A. A. Bobrov, A. M. Bunkov, S. Y. Bronin [et al.] // Physics of Plasmas. – 2019. – Vol. 26. – Conductivity and diffusion coefficients in fully ionized strongly coupled plasma. – № 8. – P. 082102.
15. Röpke, G. Electrical conductivity of hydrogen plasmas: Low-density benchmarks and virial expansion including $e - e$ collisions / G. Röpke // Physics of Plasmas. – 2024. – Vol. 31. – Electrical conductivity of hydrogen plasmas. – № 4. – P. 042301.

16. Иванов, Ю. В. Электропроводность неидеальной плазмы / Ю. В. Иванов, В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, А. Н. Дремин // Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). – 1976. – Т. 71. – № 1. – С. 216-224.
17. Минцев, В. Б. Электропроводность высокотемпературной неидеальной плазмы / В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, В. К. Грязнов // Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). – 1980. – Т. 79. – № 1. – С. 116-124.
18. Ivanov, A. V. Melting curve of graphite and thermophysical properties of graphite and liquid carbon in the vicinity of this curve / A. V. Ivanov, A. M. Kondratyev, A. D. Rakhel // Physical Review B. – 2026. – Vol. 113. – № 1. – P. 014117.
19. Иванов, А.В. Термодинамические функции и электропроводность неидеальной плазмы / А.В. Иванов, А.Д. Рахель, А.С. Шумихин. // ЖЭТФ. – 2026. Том 170, вып. 3 (9), стр. 1–13.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. **Иванов, А.В.** Термодинамические функции и электропроводность неидеальной плазмы / А.В. Иванов, А.Д. Рахель, А.С. Шумихин. // ЖЭТФ. – 2026. Том 170, вып. 3 (9), стр. 1–13.
2. **Ivanov, A. V.** Waves generated at the lateral surfaces of an elastic block due to a time-varying homogeneous external pressure applied to its frontal surface / A. V. Ivanov, A. D. Rakhel. // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2025. – Vol. 481, – P. 2321.
3. **Ivanov, A. V.** Melting curve of graphite and thermophysical properties of graphite and liquid carbon in the vicinity of this curve / A. V. Ivanov, A. M. Kondratyev, A. D. Rakhel // Physical Review B. – 2026. – Vol. 113. – № 1. – P. 014117.