

Эффект Холла в неидеальной плазме аргона и ксенона

Н. С. Шилкин¹⁾, С. В. Дудин, В. К. Грязнов, В. Б. Минцев, В. Е. Фортов

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 10 января 2003 г.

После переработки 2 апреля 2003 г.

Зондовыми методами проведены измерения постоянной Холла и электропроводности в неидеальной частично ионизованной плазме аргона и ксенона. Генерация плазмы осуществлялась за фронтом мощных ударных волн с помощью линейных взрывных генераторов. Полученные результаты сопоставляются с рядом плазменных моделей.

PACS: 51.30.+i, 52.25.Fi, 52.27.Gr, 52.70.Ds

Низкотемпературная неидеальная плазма ($\Gamma = 2e^3(\pi n_e)^{1/2}/(k_B T)^{3/2} > 1$) является объектом высокого интереса со стороны исследователей, что объясняется как сложностью и многообразием протекающих в ней процессов, так и большими возможностями практического применения плотной плазмы в ряде технических устройств и энергетических проектов [1].

В настоящее время построение исчерпывающего описания физических свойств плотной плазмы далеко до завершения. Это связано с трудностями как теоретического, так и экспериментального плана [1]. Основой вычисления теплофизических свойств неидеальной плазмы в рамках широко используемой “химической” модели [2] является равновесный компонентный состав. В случае сильного кулоновского ($\Gamma > 1$) взаимодействия из-за присущей химической модели неопределенности [3] вычисление состава является самостоятельной весьма сложной задачей, правильность решения которой требует экспериментальной проверки. Прямые измерения электронной концентрации дают уникальную возможность убедиться в адекватности современных теоретических представлений о свойствах плотной плазмы. Заметим, что сильное межчастичное взаимодействие делает практически невозможным применение большинства классических методов [4, 5] измерения электронной концентрации, которые успешно используются в других областях физики.

В данной работе представлены первые данные по измерению электронной концентрации ($10^{16}–10^{20} \text{ см}^{-3}$) низкотемпературной ($0.5–1 \text{ эВ}$) неидеальной ($0.01 < \Gamma < 2.8$) частично ионизованной (степень ионизации $\alpha = 10^{-6}–10^{-1}$) плазмы инертных газов, полученные с помощью четырехзон-

дового метода, основанного на измерении холловской разности потенциалов.

Генерация плазмы осуществлялась путем динамического сжатия исследуемого газа ($P_0 = 0.4 \text{ МПа}$ и $T_0 \sim 300 \text{ К}$) за фронтом мощных ударных волн. Данная техника является надежным средством получения пространственно однородных плазменных образований с характерными размерами ($\sim 1 \text{ см}$), достаточными для зондовой диагностики. В случае автомодельных течений законы сохранения на ударном разрыве записываются в простой алгебраической форме [6], что позволяет проводить расчет термодинамических параметров ударно-сжатого газа по измеренным гидродинамическим параметрам потока.

Область начальных параметров газа и скоростей фронта ударной волны ($2–3 \text{ км/с}$) подбирались таким образом, чтобы обеспечить генерацию слабонеидеальной плазмы ($\Gamma \ll 1$) за фронтом падающей ударной волны и неидеальной ($1 < \Gamma < 2.8$) плазмы за фронтом отраженной волны. При этом за фронтом падающей волны магнитное поле свободно проникало в плазму, а при отражении реализовывалось гидродинамическое течение с “вмороженным” магнитным полем.

Для генерации плазмы применялся линейный взрывной генератор [7] с внутренним диаметром канала $\sim 5 \text{ см}$. В качестве активного заряда взрывчатого вещества использовался аммонит насыпной плотности. Общая длина заряда составляла $12–15 \text{ см}$. Варьирование параметров плазмы достигалось изменением плотности заряда.

Исследуемым газом служили ксенон или аргон. Измерения проводились в области частичной ионизации плазмы, так как именно в этой области параметров существует наибольшая неопределенность при описании электронной концентрации и электропроводности.

¹⁾e-mail: shilkin@icp.ac.ru

Методика определения электронной концентрации основана на измерении холловской разности потенциалов, которая возникает в исследуемой среде, находящейся в магнитном поле, при протекании электрического тока неколлинеарно магнитному полю. Холловское поле однозначно связано с плотностью тока, величиной магнитной индукции и концентрацией заряженных частиц. Таким образом, измерение токов, напряжений и характерных размеров среды позволяет определить электронную концентрацию с точностью до величины холловского фактора. Метод определения низкочастотной электропроводности основан на регистрации падения напряжения на участке проводящей среды и величины электрического тока, протекающего через него. Геометрические факторы измерительной ячейки определялись в специальной серии экспериментов со слабонеидеальной плазмой гелия, где измеряемые параметры определяются из расчета с высокой точностью.

Схема экспериментального устройства показана на рис.1. Внутри канала генератора помещалась пре-

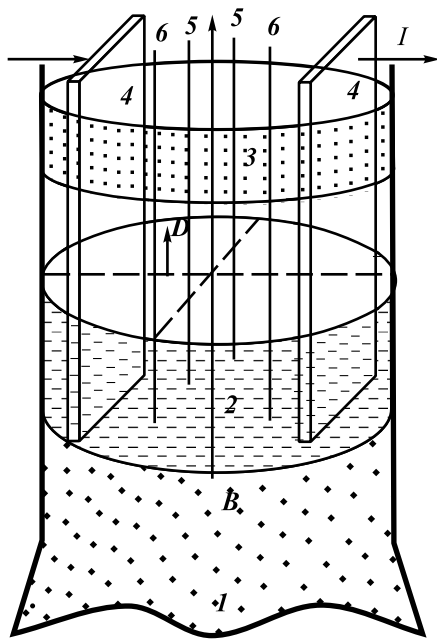


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – продукты детонации, 2 – плазма, 3 – преграда, 4 – силловые зонды, 5 – зонды для измерения холловской разности потенциалов, 6 – зонды для измерения электропроводности

града (3) из органического стекла, на которой крепилась электродная система. Через одну пару плоских электродов (4), погруженных в плазму, пропусклся транспортный ток I (0.1–1 кА), с пары точечных зондов (5) снималась холловская разность потенциалов U_H (100 мВ–20 В). С пары зондов (6) снима-

лось напряжение для определения электропроводности. Измерения постоянной Холла и электропроводности осуществлялись как при подлете плазменного сгустка к преграде, так и в момент отражения. Точность определения электропроводности составляет $\sim 30\%$. Постоянная Холла определялась с точностью $\sim 50\%$, электронная концентрация рассчитывалась по измеренным значениям постоянной Холла. Холловский фактор рассчитывался с учетом величины магнитного поля согласно [8]. Зависимость времени релаксации импульса $\tau(\varepsilon)$ от энергии принималась такой же, как и при вычислении проводимости в [9].

Генерация импульсного магнитного поля (~ 5 Тл) осуществлялась с помощью разряда батареи конденсаторов через соленоид, намотанных на каркас взрывного генератора. При такой геометрии взрывного устройства направление движения плазменного сгустка было параллельно магнитным силовым линиям в центре соленоида. Магнитная индукция в центре соленоида при известной его геометрии рассчитывалась по электрическому току, протекающему через него.

Для обеспечения гальванической развязки силовой и измерительной цепей сигнал с измерительных зондов подавался на первичную обмотку высокочастотного трансформатора, сигнал с вторичной обмотки подавался на комплекс осциллографов С9-8. Измерение транспортного тока осуществлялось либо поясом Роговского, либо низкоиндуктивным шунтом. Для избежания наводок, порожденных мощными электрическими и магнитными полями, измерительные осциллографы были помещены в экранированную комнату. В каждом опыте проводились две независимых осциллографических записи каждого параметра с разной чувствительностью.

В эксперименте также определялась с точностью 1–3% скорость фронта падающей ударной волны D с помощью электроконтактной базисной методики. Толщина плазменной пробки рассчитывалась по ударным адиабатам инертных газов [10, 11] с учетом расстояния от среза заряда до преграды с зондами.

Типичная осциллограмма эксперимента представлена на рис.2. Сигнал на зондах появлялся по мере замыкания их плазмой. До замыкания плазмой силловых зондов транспортный ток протекал через шунт. При отражении проводимость плазмы возрастала, ее сопротивление падало и становилось меньше сопротивления шунта, поэтому ток через плазму увеличивался. Холловская ЭДС в отраженной волне уменьшалась вследствие роста электронной концентрации, которая была вызвана дальнейшим разогревом и сжа-

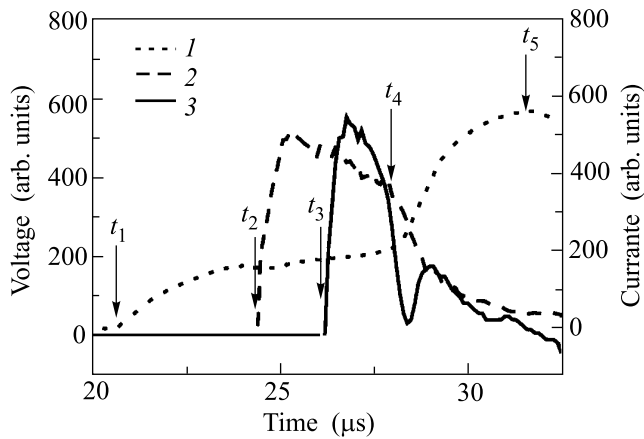


Рис.2. Типичная осциллограмма эксперимента с плазмой аргона: 1 – ток, протекающий через плазму, 2 – напряжение на зондах для определения электронной концентрации, 3 – напряжение на зондах для определения проводимости, t_1 – приход плазмы на зонды 4, t_2 – приход плазмы на зонды 6, t_3 – приход плазмы на зонды 5, t_4 – начало отражения, t_5 – окончание отражения

тием плазмы. Напряжение с зондов для определения проводимости при отражении падало из-за того, что ее сопротивление уменьшалось быстрее, чем рос ток.

Сравнение полученных экспериментальных данных по электронной концентрации данных с расчетом показаны на рис.3. Нижние группы кривых соответствуют падающей волне, верхние кривые – отраженной. При расчете для описания эффектов кулоновского взаимодействия применялись следующие варианты химической модели [1, 3]: модель идеальной плазмы (отсутствует взаимодействие между частицами), модель Дебая-Хюккеля, кольцевое дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле (ДБКА), обладающее в отличие от классического приближения Дебая-Хюккеля термодинамической устойчивостью при любых значениях параметра неидеальности (поправка к давлению для кулоновской системы не превышает по абсолютной величине двух третей от кинетической части давления заряженных частиц). Наряду с различными моделями для кулоновской неидеальности, для анализа влияния вклада связанных состояний на суммарные термодинамические величины и рассчитываемую величину электронной концентрации n_e , рассматривалось несколько вариантов ограничения [3] статистических сумм.

При расчете в приближении невзаимодействующих частиц использовались два варианта ограничения статсумм – в одном из них использовалось до 100 уровней энергии атома и ионов, в другом – ограничивались лишь основным состоянием. Для учета

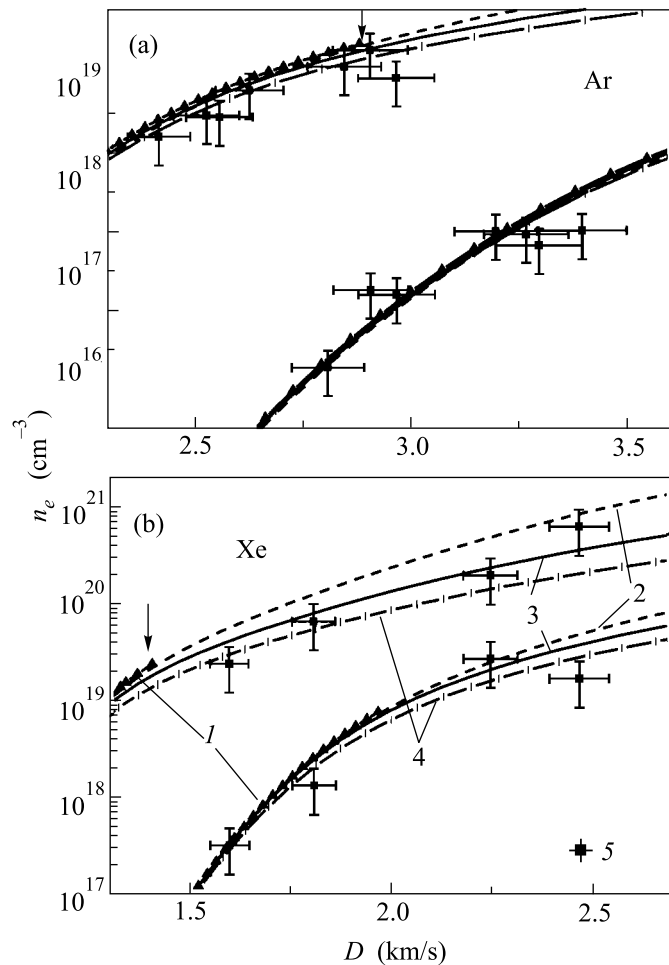


Рис.3. Электронная концентрация неидеальной плазмы аргона и ксенона: 1 – приближение невзаимодействующих частиц с числом энергетических уровней в статсуммах $n = 100$; 2 – кольцевое приближение в большом каноническом ансамбле, разложение до 2-го порядка по Γ , статсуммы ограничены основным состоянием; 3 – ДБКА, статсуммы атомов и ионов вычислялись по уровням энергии E_n , не превышающим $I - \Delta I$, где I – снижение потенциала ионизации; 4 – модель Дебая-Хюккеля; 5 – эксперимент

кулоновского взаимодействия свободных зарядов наряду с ДБКА использовалось приближение, близкое к нему, но включающее члены, квадратичные по параметру неидеальности [12]. Возможности расчета в приближении Дебая-Хюккеля ограничены лишь узкой областью низких скоростей ударного фронта как для аргоновой, так и для ксеноновой плазмы. Предельные точки, для которых удалось провести расчет по данной модели, на рис.3 обозначены стрелками. Более высокие скорости ударного сжатия соответствуют большим значениям параметра неидеальности, которые приводят к известной [13] неустой-

чивости модели, интерпретируются иногда, как фазовый переход [13].

За фронтом прямой волны в исследуемом диапазоне скоростей (2.3–3.5 км/с) и начальных давлений (0.400 ± 0.001 МПа) в ударно-сжатом аргоне реализуются состояния с умеренной неидеальностью ($\Gamma < 0.3$). В этой области параметра неидеальности расхождение всех используемых теоретических моделей невелико и они не противоречат полученным экспериментальным данным. В аргоне за отраженной волной при отражении значения Γ достигали 1.2. Из приведенного сопоставления можно отметить тенденцию, что экспериментальные значения n_e за фронтом отраженной волны в аргоне лежат в целом ниже величин, полученных в результате принятых вариантов расчета. Данное обстоятельство, впрочем, можно связать с недооценкой величины холловского фактора. Это может происходить как из-за неточных сечений рассеяния электронов на атомах, так и из-за не совсем корректной функциональной зависимости времени релаксации импульса от энергии при расчете холловского фактора.

На рис.3б представлены результаты экспериментов по определению n_e в плазме ксенона. Для этих исследований значения рассчитанного кулоновского параметра неидеальности Γ достигали в ударно-сжатом ксеноне величины 1.3 за прямой волной и 2.8 за отраженной волной. За фронтом прямой волны расчетные и измеренные значения n_e не противоречат друг другу. При отражении появляется заметное расхождение расчета с экспериментальными данными. И можно сделать предположение, что модели 3а и 3б при $\Gamma > 1.5$ предсказывают завышенные значения n_e , а ДБКА удовлетворительно описывает эксперимент до $\Gamma = 2.8$.

Одна из основных проблем при расчете проводимости частично ионизованной плазмы связана с выбором модели для описания транспортных свойств. На рис.4 представлено сравнение различных методов расчета проводимости частично ионизованной плазмы ксенона и аргона для термодинамической модели, учитывающей кулоновское взаимодействие в рамках ДБКА. Исследуемая плазма не замагничена (циклотронная частота электронов $\omega_{HT} < 1$, ω_H), поэтому при расчете не учитывалось влияние магнитного поля на величину проводимости. Кривая 2 соответствует расчету электропроводности по формуле Спитцера [14], выведенной для полностью ионизованной идеальной плазмы. Расчет по интерполяционной формуле Фроста [9] представлен кривой 3. Сечения рассеяния электронов на атомах брались из [15]. Кривая 4 соответствует независимому рассеянию электронов

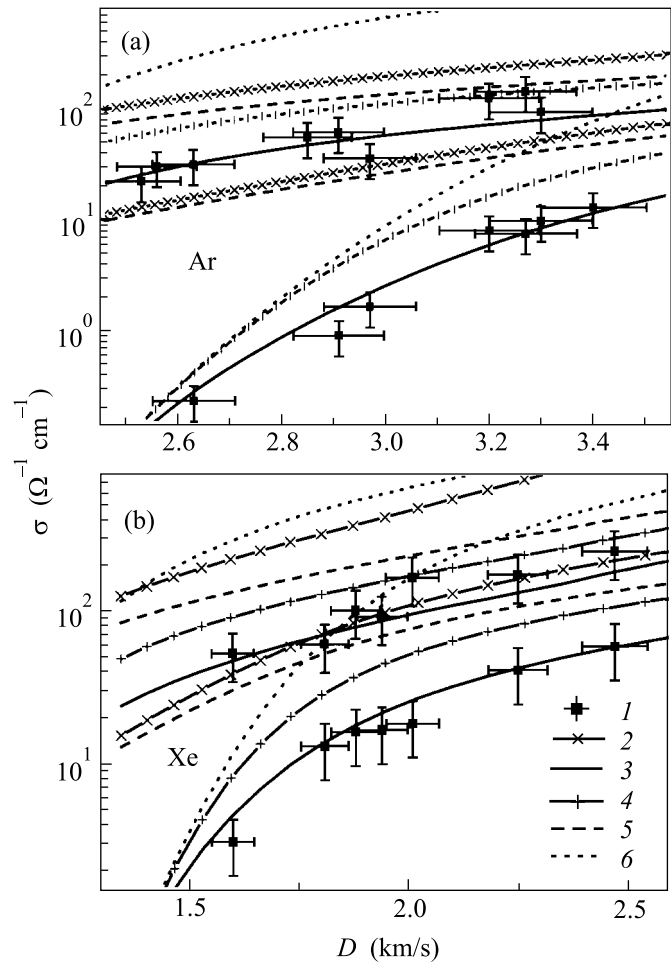


Рис.4. Электропроводность неидеальной плазмы аргона и ксенона. Термодинамика – дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, 1 – наши экспериментальные данные, 2 – расчет по формуле Спитцера, 3 – расчет по формуле Фроста, 4 – аддитивное приближение, 5 – кулоновская составляющая проводимости, 6 – проводимость за счет рассеяния электронов на атомах

на атомах и ионах [16]; σ_{ei} – кулоновская составляющая проводимости, соответствующая [9], с учетом лишь столкновением электронов с заряженными частицами, σ_{ea} – проводимость [9] при учете только рассеяния электронов на атомах. Расчет σ_{ei} , σ_{ea} представлен кривыми 5 и 6. Как видно из рис.4, значения проводимости, рассчитанные с использованием различных моделей транспортных свойств плотной плазмы, дают значительный разброс.

Сопоставление показывает, что экспериментальные данные по проводимости приемлемо описываются только формулой Фроста, остальные методы дают превышение расчетных данных над экспериментом. Зависимости, приведенные на рис.4, сохраняют свой

вид и для других термодинамических моделей плотной плазмы ксенона и аргона.

По нашему мнению, более определенные выводы о применимости той или иной модели удастся сделать при достижении более высокой точности определения экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 00-15-96731, # 01-02-17321).

1. В. Е. Фортов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, М.: Энергоатомиздат, 1994.
2. W. Ebeling, *Physica* **43**, 293 (1969).
3. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, Ю. Г. Красников и др., *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, М.: Атомиздат, 1980.
4. W. Lochte-Holtgreven, *Plasma diagnostics*, Amsterdam, 1968.
5. R. H. Huddleston and S. L. Leonard, *Plasma diagnostic techniques*, Acad. Press, N.Y.-London, 1965.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Атомиздат, 1963.
7. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, *ТВТ* **20**, 745 (1982).
8. П. С. Киреев, *Физика полупроводников*, М.: Высшая школа, 1969.
9. L. S. Frost, *J. Appl. Phys.* **32**, 2029 (1961).
10. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, *ПМТФ* **3**, 70 (1973).
11. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев и др., *ЖЭТФ* **78**, 573 (1980).
12. Л. П. Кудрин, *Статистическая физика плазмы*, М.: Атомиздат, 1974.
13. Н. Н. Калиткин, Л. В. Кузьмина, *Препринт ИПМ АН СССР* **16**, 1989, Москва.
14. L. Spitzer and R. Harm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
15. L. S. Frost and A. V. Phelps, *Phys. Rev.* **136**, A1538 (1964).
16. Е. Лин, Е. Реслер, А. Кантровиц, *Вопросы ракетной техники* **1** (31), 13 (1956).