Вестник ОИВТ РАН
Том 3 №2 (2019)

Вестник Объединенного института высоких температур

Vestnik Obedinennogo Instituta Vysokih Temperatur

Том 3

Декабрь 2019

г. Москва

ВЕСТНИК ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Рецензируемый научный журнал “Вестник ОИВТ РАН” — электронное научное издание, созданное в 2018 г. Журнал публикует оригинальные исследования и обзоры по следующим тематикам:

- низкотемпературная плазма,
- теплофизические свойства веществ,
- теплообмен и физическая газодинамика,
- горение и детонация,
- экстремальные состояния вещества,
- проблемы энергетики,
- методы экспериментальных исследований и измерений.

Главный редактор: академик РАН Петров О.Ф.

Редакционная коллегия:
д.ф.-м.н. Амиров Р.Х.,
д.ф.-м.н. Андреев Н.Е.,
член-корр. РАН Вараксин А.Ю.,
д.ф.-м.н. Васильев М.М.,
д.ф.-м.н. Гавриков А.В.,
д.ф.-м.н. Ерёмин А.В.,
д.ф.-м.н. Жук А.З.,
д.т.н. Зейгарник Ю.А.,
д.ф.-м.н. Кобзев Г.А. (зам. главного редактора),
к.ф.-м.н. Левашов П.Р.,
к.ф.-м.н. Морозов И.В.,
д.ф.-м.н. Стегайлов В.В.,
к.ф.-м.н. Хищенко К.В.,
д.ф.-м.н. Храпак А.Г.

Адрес редакции:
125412, Москва, ул. Ижорская 13, стр.2
Тел.: (495) 485-94-09
e-mail: vestnik@jiht.ru
http://vestnik.jiht.ru

Свидетельство о регистрации СМИ ЭЛ № ФС 77 - 74107 от 29.10.2018 выдано Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

Содержание

Низкотемпературная плазма

Хомкин А. Л., Шумихин А. С., Приближение ближайшего соседа и функции распределения “свободных” электронов по расстояниям и скоростям в атомарной плазме 4

Гавриков А. В., Ворона Н. А., Кузьмичев С. Д., Лизякин Г. Д., Тимирханов Р. А., О возможных причинах неустойчивости геликонного разряда 10

Новиков В. А., Сорокин В. М., Ященко А. К., Может ли солнечная вспышка инициировать землетрясение? ... 15

Теплофизические свойства веществ

Сенченко В. Н., Беликов Р. С., Исследование термического расширения систем Re–C и Mo–C эвтектического состава в области температуры плавления 22

Школьников Е. И., Петренко Е. М., Семенова В. А., Вервикишко Д. Е., Экспресс-диагностика литий-тионилхлоридных источников тока с использованием шумовой спектроскопии 26

Теплообмен и физическая газодинамика

Савельев А. С., Моделирование быстрого выделения тепла вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха 31

Горение и детонация

Дракон А. В., Коршунова М. Р., Михеева Е. Ю., Экспериментальное исследование образования полиароматических углеводородов при пиролизе бензола за ударными волнами 37

Экстремальные состояния вещества

Конюхов А. В., Левашов П. Р., Лихачев А. П., Иосилевский И. Л., Неустойчивость релятивистских ударных волн: численное исследование на основе модельного уравнения состояния 43

Мартыненко А. С., Пикуз С. А., Рязанцев С. Н., Скобелев И. Ю., Баирд К. Д., Бузс Н., Вусли Н., Фенг Д., Доэль Л., Дюрей Ф., Кодама Р., Ксин Л., Ланкастер К., Мак Кена П., Мёрфи К. Д., Пикуз Т. А., Спиндло К., Фаенов А. Я., Фарли Д., Чен Л. М., Определение параметров пикосекундной лазерной плазмы на начальных этапах её формирования методами высокоразрешающей рентгеновской спектроскопии 50

Проблемы энергетики

Гордин К. А., Зейгарник Ю. А., К проблеме снижения выбросов CO_2 в атмосферу 53

Пятницкая Н. Ю., Сардов П. А., Галлямова Е. А., Разуванов Н. Г., Температурные пульсации при течении жидкого металла в прямоугольном канале под влиянием компланарного магнитного поля 60

Методы экспериментальных исследований и измерений

Ойлер А. П., Лизякин Г. Д., Анализ возможности измерения потенциала плазмы в высокочастотном разряде низкого давления плавающим зондом 63

Приближение ближайшего соседа и функции распределения “свободных” электронов по расстояниям и скоростям в атомарной плазме

А. Л. Хомкин и А. С. Шумихин
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: shum_ac@mail.ru

Статья поступила в редакцию 26 сентября 2019 г.

Аннотация. В работе рассмотрены два весьма важных для физики низкотемпературной плазмы эффекта: определяющая роль взаимодействия электрона с ближайшим к нему ионом, а также важная роль ограничения фазового пространства “свободных” электронов, связанная с положительной энергией их относительного движения в поле ближайшего иона. Выполнены расчеты средней энергии электрона и функций распределения ближайшего электрона по кинетической энергии и расстояниям в приближении ближайшего соседа с учетом фазовых эффектов, характерных для систем с реакциями. Еще раз подтверждена высказанная ранее идея о немаксвелловости функции распределения “свободных” электронов по скоростям. Выполнены оценки влияния этого эффекта на скорость трехчастичной рекомбинации электронов в плазме и проведено сравнение с данными молекулярно-динамических расчетов. https://doi.org/10.33849/2019201

1. ВВЕДЕНИЕ

Приближение ближайшего соседа (ПБС) давно и успешно используется в физике плазмы, особенно применительно к вычислению функции распределения микрополя в статистической теории уширения спектральных линий [1, 2], а также в ряде других задач [3]. В этом приближении взаимодействие частицы с окружением заменяется ее взаимодействием с ближайшим соседом, находящимся с определенной вероятностью $F(R)$ на расстоянии R от данной точки, где, например, может находится ион. Эта вероятность определяется как пуассоновская вероятность отсутствия частиц с плотностью n в полости радиуса R. Для плотности вероятности имеем [1]:

$$F(R) = 4\pi n R^2 \exp(-\frac{4}{3}\pi n R^3). \qquad (1)$$

Свое развитие это приближение получило в работах [4, 5], где были получены регулярные соотношения для $F(R)$, учитывающие плотностные эффекты, и регулярные соотношения для функции распределения микропотенциала (ФРМП) и плотности состояний (ПС) для атомарной плазмы, учитывающие влияние других частиц. В работах [6–8] ПБС использовано для расчёта вероятности существования (реализации) связанного состояния с энергией связи E_k в атоме водорода и других атомов $\omega(k)$.

$$\omega(k) = \exp(-\frac{4}{3}\pi n R_k^3), \qquad (2)$$

где R_k — радиус орбиты электрона, находящегося в связанном состоянии с энергией связи E_k.

С использованием (2) статистическая сумма атома Σ_a сходится и легко рассчитывается [8]:

$$\Sigma_a = \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 \exp(\frac{Ry}{k^2})\omega(k), \qquad (3)$$

где Ry — потенциал ионизации атома водорода, а для радиуса орбиты связанного электрона с главным квантовым числом k используется соотношение:

$$R_k = \frac{e^2}{E_k} = 2a_0 k^2. \qquad (4)$$

Недавно в [9] ПБС было успешно использовано для описания результатов численных экспериментов с прямым измерением ФРМП и ПС некоторых модельных кулоновских систем. В серии работ, посвященных свойствам плазменного флюида паров металлов, состояний с температурой и плотностью выше критической, ПБС предложено использовать для описания энергии межзарядового взаимодействия вместо классической дебаевской энергии. Сравнительный анализ ПБС и дебаевского приближения при расчете термодинамических функций неидеальной плазмы выполнен в [10]. В работе [11] ПБС использовано для оценки влияния эффектов неидеальности на транспортные коэффициенты плотной плазмы. Учтены эффекты уменьшения фазового пространства свободных зарядов.

В настоящей работе рассмотрен ряд важных, на взгляд авторов, примеров использования ПБС в термодинамике и кинетике низкотемпературной плазмы. Выполнен расчет средней потенциальной энергии взаимодействия свободного электрона с плазмой в приближении ближайшего соседа без использования представления о коллективной экранировке. Получена равновесная функция распределения “свободных” электронов по скоростям и расстояниям. Функция распределения по скоростям оказывается не максвелловской. Функция распределения по расстояниям в ПБС и с учетом уменьшения фазового пространства “свободных” электронов конечна при всех расстояниях до ближайшего иона. Получены оценки коэффициента тройной рекомбинации с учетом немаксвелловости равновесной функции распределения электронов по скоростям и выполнено сравнение с численным экспериментом [12].

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим неидеальную смесь атомов N_a, ионов N_i и электронов N_e. Система занимает объем V и на-

ходится при температуре $k_{\rm B}T = 1/\beta$. Плотности частиц определяются как $n_l = N_l/V$ (l=a, i, e). Начнем наше рассмотрение с функции распределения микропотенциала (ФРМП) $\rho(u)$, создаваемого ближайшей к началу координат частицей из ансамбля N случайно расположенных:

$$\rho(u) = \frac{1}{V^N}\int d\Gamma_N \delta(u - \sum_{i=1}^{N} W(i)), \tag{5}$$

где $W(i)$ — потенциал, создаваемый одной частицей; $d\Gamma_N = d\boldsymbol{R}_1 \dots d\boldsymbol{R}_N$.

Для любой конфигурации всегда можно указать (и единственным образом) частицу, ближайшую к началу координат. Пусть это будет частица под номером 1. Проинтегрируем по области, где $R_i \geq R_1$, затем учтем конфигурации, когда ближайшей к началу координат будет частица 2 и повторим процедуру и т.д. Считая все интегралы одинаковыми, получим:

$$\frac{1}{V^N}\int d\Gamma_N \dots \equiv \frac{1}{V^N}\sum_{i=1}^{N}\int dR_i \int d\Gamma_{N-1\,R_j>R_i}\cdots$$
$$\equiv \frac{N}{V}\frac{1}{V^{N-1}}\int dR_1 \int d\Gamma_{N-1\,R_j>R_1}\cdots. \tag{6}$$

Для второго интеграла имеем

$$\frac{1}{V^{N-1}}\int d\Gamma_{N-1\,R_j>R_1}\cdots = \frac{1}{V^{N-1}}\big(V - \frac{4}{3}\pi R_1^3\big)^{N-1}$$
$$= \Big(1 - \frac{4}{3}\pi n R_1^3 \frac{1}{N-1}\Big)^{N-1}. \tag{7}$$

В пределе $N \to \infty$ для $\rho(u)$ получим:

$$\rho(u) = 4\pi n \int_0^\infty dR R^2 \delta(u - W(R)) \exp\big(-\frac{4}{3}\pi n R^3\big). \tag{8}$$

Функция $\exp(-4\pi/3nR^3)$ носит название вероятности ближайшего соседа и является пуассоновской вероятностью отсутствия частиц в сфере радиуса R, а $4\pi nR^2\exp(-4\pi/3nR^3)$ — плотность вероятности ближайшего соседа. Последняя нормирована на 1, как и функция $\rho(u)$, которая так же нормирована на единицу. Заметим, что (8) не совпадает с парным приближением, для которого $\rho(u) = V^{-1}\int_0^\infty d\boldsymbol{R}\delta(u - W(R))$ и она ненормируемая. Приближение ближайшего соседа в определенном смысле является многочастичным, поскольку описывает взаимодействие пробной частицы со всеми частицами ансамбля.

3. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ЗАРЯДА В ПРИБЛИЖЕНИИ БЛИЖАЙШЕГО СОСЕДА

Зная вероятность того, что частица является ближайшей можно вычислить среднюю энергию заряда в плазме. Поместим в начало координат ион и вычислим среднюю энергию его взаимодействия с ближайшим электроном $E_{\rm NNA}$:

$$E_{\rm NNA} = < \frac{e^2}{R} > . \tag{9}$$

Процедура усреднения должна учитывать два обстоятельства: то, что электрон является ближайшей к пробному иону частицей, а также тот факт (обычно игнорируемый), что электрон является частицей "свободной". Последнее означает, что энергия относительного движения электрона в поле иона положительна. Для учета этого обстоятельства необходимо использовать импульс движения электрона $\boldsymbol{p}$, поскольку фазовое пространство движения "свободного" электрона Ω определяется соотношением:

$$\Omega : \Big(\frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{R}\Big) \geq 0. \tag{10}$$

В результате для процедуры усреднения (9) по фазовому пространству Ω имеем:

$$E_{\rm NNA} = A\int d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{R}\Big(\frac{e^2}{R}\Big)\exp\Big(-\beta\Big(\frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{R}\Big)\Big)$$
$$\times \exp\Big(-\frac{4}{3}\pi(n_{\rm e} + n_{\rm i})R^3\Big). \tag{11}$$

Константа A определяется соотношением:

$$1 = A\int d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{R}\exp\Big(-\beta\Big(\frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{R}\Big)\Big)\exp\Big(-\frac{4}{3}\pi(n_{\rm e} + n_{\rm i})R^3\Big). \tag{12}$$

Вводя безразмерные переменные $x = (\beta p^2)/(2m)$ и $y = (\beta e^2)/R$ получим для фазового пространства соотношение $(x - y) > 0$, а для интеграла (11):

$$< \frac{\beta e^2}{R} >= A\Gamma^2 \int_0^\infty \frac{dy}{y^4}\Big(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_y^\infty \sqrt{x}{\rm e}^{-x}dx\Big)y{\rm e}^y \exp\Big(-\frac{\Gamma^2}{3y^3}\Big). \tag{13}$$

Константа A определяется из условия нормировки и мы, тем самым, можем не следить за многочисленными множителями, которые появляются в регулярных подходах.

$$1 = A\Gamma^2 \int_0^\infty \frac{dy}{y^4}\Big(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_y^\infty \sqrt{x}{\rm e}^{-x}dx\Big){\rm e}^y \exp\Big(-\frac{\Gamma^2}{3y^3}\Big). \tag{14}$$

При записи (13) мы ввели дебаевский параметр неидеальности Γ. Определим для полноты также и маделунговский параметр неидеальности γ:

$$\Gamma = \frac{\beta e^2}{R_{\rm D}} = \beta e^2\sqrt{4\pi\beta e^2(n_{\rm e} + n_{\rm i})}, \tag{15}$$

$$\gamma = \frac{\beta e^2}{R_{\rm i}} = \beta e^2\Big(\frac{4\pi n_{\rm i}}{3}\Big)^{1/3}. \tag{16}$$

Внутренний интеграл в (13) по x дает неполную Гамма-функцию, которая полностью компенсирует расходимость от больцмановской экспоненты при больших y (малые R). Приближение ближайшего соседа обеспечивает сходимость (13) при малых y (большие R). Приведенные выкладки показывают, что использование ПБС с учетом ограничения фазового пространства самодостаточная процедура, не требующая использования теории Дебая–Хюккеля и различных процедур обрезания кулоновского потенциала на малых расстояниях. Для средней энергии в ПБС естественным скейлинговым параметром будет энергия электрона на границе

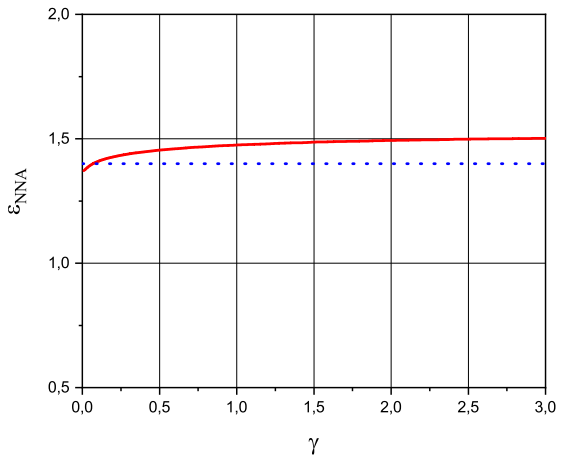


Рисунок 1. Безразмерная средняя энергия взаимодействии иона с ближайшим к нему электроном $\epsilon_{\rm NNA}$ в зависимости от параметра γ.

ячейки Вигнера-Зейтца — $e^2/R_{\rm i}$, где $R_{\rm i}$ — радиус ионной ячейки Вигнера–Зейтца ($4\pi n_{\rm i}R_{\rm i}^3/3 = 1$). В результате мы рассмотрим безразмерную величину:

$$\epsilon_{\rm NNA} = \frac{< e^2/R >}{e^2/R_{\rm i}}. \qquad (17)$$

На рисунке 1 нанесена зависимость $\epsilon_{\rm NNA}$ от маделунговского параметра неидеальности $\gamma = (\beta e^2)/R_{\rm i}$ (сплошная красная кривая). Пунктирная прямая соответствует величине $\epsilon_{\rm NNA} = 1.4$, что можно рекомендовать для экспресс-расчетов.

Полученный численный коэффициент означает, что "свободный" и ближайший к иону электрон находится определенно внутри ячейки Вигнера–Зейтца, образуя своего рода диполь, взаимодействие которых между собой значительно слабее исходного кулоновского. Принципиальным обстоятельством при расчете состава и термодинамических функций неидеальной плазмы, разделившем исследователей на две группы, является существование или отсутствие в предлагаемых физических моделях плазменного фазового перехода. Ответ оказывается достаточно прост: к плазменному фазовому переходу приводят модели, использующие дебаевское приближение для расчета средней энергии взаимодействия заряда с плазмой. ПБС с тем или другим численным коэффициентом [10] к существованию плазменного фазового перехода не приводит.

4. ПОПРАВКА К КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ "СВОБОДНОГО" ЭЛЕКТРОНА В ПЛАЗМЕ

В настоящем разделе мы хотим обратить внимание на практически забытую серию работ Таймера с коллегами, посвященную исследованию роли фазовых эффектов при расчете различных свойств низкотемпературной плазмы [13, 14]. К сожалению, все усилия авторов были в дальнейшем направлены на модификацию дебаевского результата с учетом фазовых эффектов, под которыми мы подразумеваем влияние ограничения фазового пространства "свободных" частиц, определяемого неравенством (10). Принципиальных результатов, которые вошли бы в создаваемые потом химические модели, Таймер с сотрудниками не получили, но, тем не менее, они впервые обратили внимание на необычные свойства ансамбля "свободных" частиц. Среди важнейших с нашей точки зрения результатов необходимо отметить найденную ими поправку к кинетической энергии "свободных" электронов, а также вывод о немаксвелловости функции распределения "свободных" электронов по скоростям. Кстати, к такому же результату пришли авторы [15], применив метод канонического преобразования к кулоновской системе.

Мы специально обращаем внимание на то, что обсуждаемые эффекты относятся к ансамблю "свободных" электронов, ансамблю необычному тем обстоятельством, что фазовое пространство движения "свободных" электронов ограничено в соответствии с (10).

Повторим выкладки [13] для расчета поправки к кинетической энергии "свободного" электрона. Рассмотрим, следуя [13], плазму высокотемпературную $k_{\rm B}T \gg Ry$. Полное число ядер $N = N_{\rm a} + N_{\rm e}$. Таймер и др. обратили внимание на то, что даже в плазме высокотемпературной, где больцмановская экспонента обращается в единицу, имеются атомы, доля которых определяется статистической суммой $\Sigma_0 = \sum_1^{k*} k^2 = (k*)^3/3$. Для максимального квантового числа авторы использовали вполне разумное и широко используемое в дальнейшем соотношение $a_0(k*)^2 = R_{\rm i}$. Запишем, следуя [13], соотношение для полной кинетической энергии плазмы, которая складывается из кинетических энергий "свободных" $N_{\rm e}$ и связанных $N_{\rm a}$ электронов:

$$N\frac{3}{2}k_{\rm B}T = N_{\rm e}\Big(\frac{3}{2}k_{\rm B}T + f_1\Big) + N_{\rm a}E_{\rm a,kin}, \qquad (18)$$

где f_1 — искомая поправка к кинетической энергии "свободных" электронов.

Используя цепочку неравенств $E_{\rm a,kin} \sim Ry \ll k_{\rm B}T$ для поправки к кинетической энергии, получаем:

$$f_1 = \frac{N_{\rm a}}{N_{\rm e}}k_{\rm B}T = \frac{\sqrt{3\pi}e^2}{R_{\rm D}}. \qquad (19)$$

Мы использовали найденное в [13] соотношение:

$$\frac{N_{\rm a}}{N_{\rm e}} = \sqrt{\frac{2\pi}{3}}\pi(\beta e^2)^{3/2}. \qquad (20)$$

Поправка к кинетической энергии оказывается порядка дебаевской энергии и, участвуя в термодинамических расчетах с положительным знаком, практически обнуляет дебаевскую поправку. Практический учет этой поправки приводит к своего рода идеально-газовому поведению "неидеальной" плазмы. Заметим, что поправка (19) лишь буквенно совпадает с дебаевской энергией, но к теории Дебая–Хюккеля отношения не имеет. В [16], при развитии концепции "Базовых химических моделей", этот результат был получен в большом каноническом ансамбле для плазмы низкотемпературной и совершенно иным способом. Учет рассмотренного результата группы Таймера 1969 года в термодинамических расчётах мог бы изменить вывод [17] о возможном существовании плазменного фазового перехода.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ “СВОБОДНЫХ” ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

В классической статистической физике функция распределения частиц по скоростям всегда максвелловская, причем при любой плотности [18]. Это обусловлено тем, что интегрирование по импульсам и координатам в выражении для статистической суммы разделяются. Интегрирование по координатам больцмановской экспоненты приводит к появлению конфигурационного интеграла, а оставшаяся часть разбивается на произведение максвелловских функций распределения. Авторы [14] и [19] обратили внимание на то, что в случае образования в атомарном газе связанных состояний (атомов или молекул) полное фазовое пространство относительного движения двух частиц также должно быть разделено на две части. Первая соответствует отрицательным энергиям относительного движения (атомарная и молекулярная компоненты), а вторая — положительным (“свободные” электроны и “свободные” атомы). Для атомарно-молекулярного газа, в котором образование молекул можно в принципе описать в рамках классической статистики, функция распределения по скоростям остается максвелловской для всех частиц, как связанных, так и “свободных”. Вполне разумным представляется предположение, что для “свободных” частиц распределение по скоростям (кинетическим энергиям) может оказаться отличающимся от максвелловского, что и было получено в [18].

Для атомарной плазмы, где одновременно присутствуют атомы и свободные электроны, предположение о немаксвелловости функции распределения “свободных” электронов по скоростям впервые сделано в [14]. Исследование этого вопроса представляется важным, поскольку многие кинетические характеристики частично ионизованной плазмы, такие как проводимость, коэффициент тройной рекомбинации и т.д., определяются путем усреднения по функции распределения “свободных” электронов по скоростям. В дальнейшем это предположение было подтверждено в предварительных численных экспериментах [20]. Следуя работе [14], проиллюстрируем вышесказанное на примере атомарной плазмы, в которой происходит образование связанных состояний (атомов) и есть “свободные” частицы (электроны и ионы). Считая ионы массивными частицами, рассмотрим функцию распределения электронов по кинетическим энергиям. Используя безразмерные переменные, введенные ранее (12) для функции распределения $f(x,\Gamma)$ получим:

$$f(x,\Gamma) = A(\Gamma)\sqrt{x}\mathrm{e}^{-x}H(x,\Gamma). \tag{21}$$

Фазовые эффекты ($x-y>0$) и эффекты ПБС учитываются функцией:

$$H(x,\Gamma) = \Gamma^2\int_0^x \frac{\mathrm{e}^y}{y^4}\exp\Big(-\frac{\Gamma^2}{y^3}\Big)dy. \tag{22}$$

Нормировочная константа $A(\Gamma)$ определяется из условия нормировки:

$$\int_0^\infty f(x,\Gamma)dx = 1. \tag{23}$$

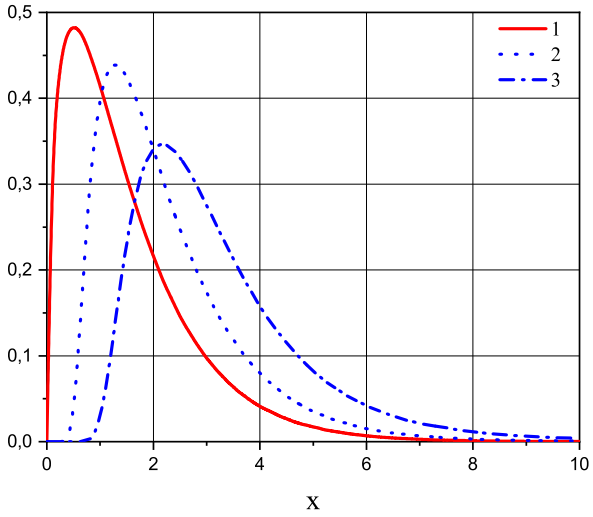


Рисунок 2. Функция распределения “свободных” электронов в зависимости от безразмерной кинетической энергии x: 1 — распределение Максвелла; 2 — расчет по формуле (21), $\Gamma = 1$; 3 — расчет по формуле (21), $\Gamma = 3$.

Максвелловское распределение в безразмерных переменных имеет вид:

$$f_{\mathrm{M}}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{x}\mathrm{e}^{-x}. \tag{24}$$

На рисунке 2 представлены функции распределения электронов по кинетической энергии, рассчитанные по формулам (21) и (24) для параметров неидеальности $\Gamma = 1, 3$. Видно, что эффект немаксвелловости проявляет себя достаточно заметно, особенно при больших кинетических энергиях. Хорошо видно смещение максимума распределения в сторону больших кинетических энергий. Происходит своего рода перегрев “свободных” электронов. Очевидно, что учет этого эффекта может приводить к значительному изменению различных кинетических коэффициентов, при расчете которых необходимо выполнять усреднение по скоростям свободных частиц.

В последнее время появились работы [12, 21–23], в которых методом молекулярной динамики исследуется релаксация модельных кулоновских систем и выполнены расчеты коэффициента рекомбинации в неидеальной плазме. Работы [21] и [23] отличаются процедурами расчета. Так в [21] измеряется поток в пространстве энергий связанных состояний, а в [23] — нарастание числа связанных состояний, которые определяются по числу оборотов электрона вокруг иона.

Нами выполнена оценка роли немаксвелловости на коэффициент рекомбинации. В соответствии с теорией Томсона средняя частота рекомбинации пропорциональна скорости налетающего электрона ($\sim\sqrt{p^2/(2m)}$), резерфордовскому сечению рассеяния ($\sim 1/(p^2/(2m))^2$) и кубу длины Ландау ($\sim 1/(p^2/(2m))^3$). Это приводит к известной зависимости коэффициента тройной рекомбинации от кинетической энергии налетающего электрона ($\sim (p^2/(2m))^{-9/2}$).

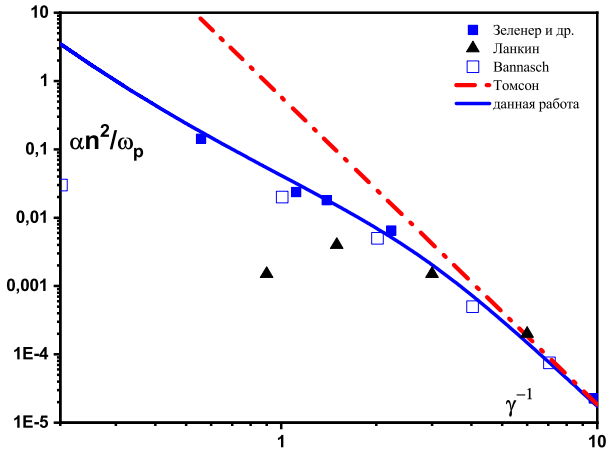


Рисунок 3. Зависимость безразмерного коэффициента рекомбинации от параметра неидеальности γ. Данные численного моделирования: сплошные квадраты —[21], открытые квадраты — [22], сплошные треугольники — [23]. Теория: штрихпунктирная кривая — Томсон, формула (26); сплошная кривая — данная работа, расчет с учетом корректирующего фактора (25)

.

С использованием найденной нами функции распределения по кинетическим энергиям "свободных" электронов мы рассчитали корректирующий фактор:

$$K(\gamma) = \frac{< \left(\frac{p^2}{2m}\right)^{9/2} >_{\rm Max}}{< \left(\frac{p^2}{2m}\right)^{9/2} >_{\rm NonMax}}. \qquad (25)$$

В числителе усреднение выполняется с функцией распределения Максвелла (24), а в знаменателе — с (21). Используя для коэффициента рекомбинации по Томсону $\alpha_{\rm T}$ выражение:

$$\alpha_{\rm T} = 2.07\frac{e^{10}}{\sqrt{m}T^{9/2}}, \qquad (26)$$

можно получить оценку эффекта немаксвелловости при расчете $\alpha_{\rm NM} = \alpha_{\rm T}K(\gamma)$.

На рисунке 3 представлены зависимости безразмерных коэффициентов рекомбинации ($\alpha_{\rm T}$ и $\alpha_{\rm NM}$) в единицах $\omega_{\rm p}/n^2$ от параметра неидеальности γ^{-1}, а также данные численного моделирования [12, 21–23].

Значительно ранее в [24] при рассмотрении процесса рекомбинации в сильно неидеальной плазме было замечено, что средняя кинетическая энергия "свободного" электрона будет близка к кинетической энергии движения электрона по силовой траектории в поле ближайшего иона $\sim e^2/R_{\rm i}$. Использование аналогичного предположения в [21] привело к неплохому согласию с данными численных экспериментов. Заметим, что при получении своего результата авторы [21, 24] не связывали его с эффектом немаксвелловости.

6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ "СВОБОДНЫХ" ЭЛЕКТРОНОВ ПО РАССТОЯНИЯМ

В этом разделе рассмотрим в ПБС функцию распределения "свободных" электронов по расстояниям до

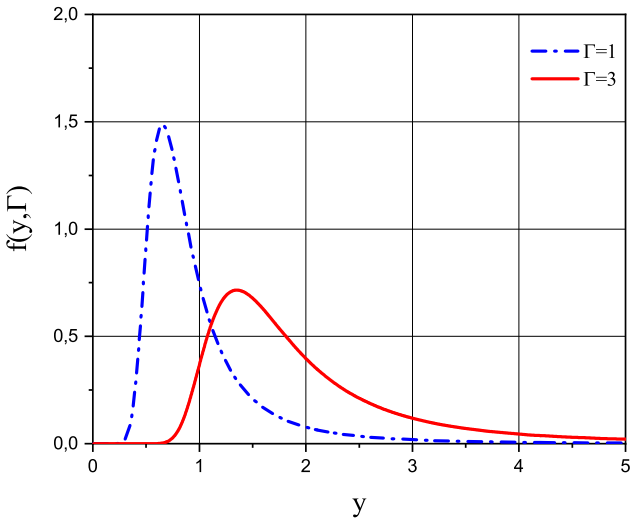


Рисунок 4. Функция распределения ближайших "свободных" электронов от иона в зависимости от безразмерного расстояния y для параметра неидеальности $\Gamma = 1$ (штрихпунктирная кривая) и параметра неидеальности $\Gamma = 3$ (сплошная кривая).

ближайшего иона с учетом фазовых эффектов. Фактически эта функция распределения уже была использована нами интегрально при расчете средней энергии "свободного" электрона (11):

$$f(y,\Gamma) = A(\Gamma)\frac{\Gamma^2}{y^4}\Big(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_y^\infty \sqrt{x}{\rm e}^{-x}dx\Big){\rm e}^y \exp\Big(-\frac{\Gamma^2}{3y^3}\Big) \qquad (27)$$

где константа $A(\Gamma)$ определяется из условия нормировки $\int_0^\infty dy f(y,\Gamma) = 1$.

В отличие от парного приближения, найденная нами $f(y,\Gamma)$ является конечной при всех расстояниях и приводит к конечной средней энергии заряда (13) в плазме. На рисунке 4 представлены соответствующие расчеты для двух значений параметра Γ.

Функция распределения (27) является конечной при всех расстояниях и является именно функцией распределения, поскольку она нормируемая, в отличие от парной. Хорошо видно смещение максимума распределения в сторону больших y (малые R).

Рисунок 5 показывает положение максимума функции распределения по расстояниям в единицах радиуса Вигнера–Зейтца в зависимости от параметра неидеальности. Вновь видно, что ближайший электрон находится ненамного, но все же внутри ячейки Вигнера–Зейтца, образуя своего рода диполь, что несколько ослабляет совокупное взаимодействие "свободных" электронов и ионов. Некоторое отличие результатов для средней энергии (13) и для обратного среднего расстояния связано с разницей интегралов $\int_0^\infty yf(y,\Gamma)dy$ и $\int_0^\infty y^{-1}f(y,\Gamma)dy$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены расчеты средней энергии и функций распределения электрона по кинетической

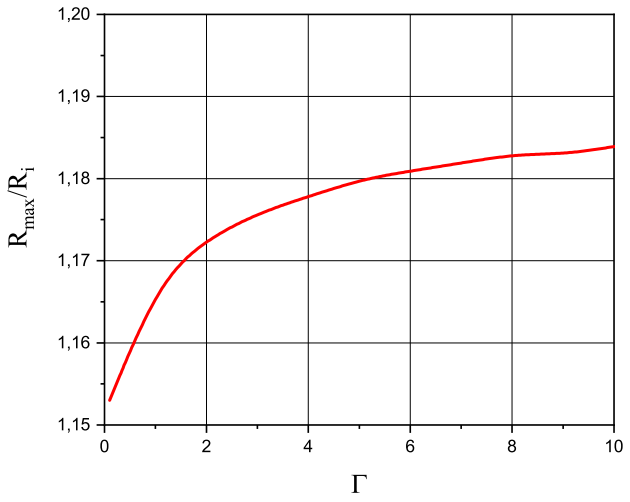


Рисунок 5. Зависимость безразмерной координаты максимума функции распределения $R_{\max}/R_{\rm i}$ ближайших электронов от параметра неидеальности Γ.

энергии и расстояниям в приближении ближайшего соседа с учетом фазовых эффектов, характерных для систем с реакциями. Подтверждена высказанная в [14] идея о немаксвелловости функции распределения "свободных" электронов по скоростям. Выполнены оценки влияния этого эффекта на скорость трехчастичной рекомбинации электронов в плазме и проведено сравнение с данными молекулярно-динамических расчетов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят участников семинара Теоретического отдела им. Л. М. Бибермана ОИВТ РАН за активное и конструктивное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чандрасекар Р 1947 *Стохастические проблемы в физике и астрономии* (Москва: Изд-во иностр. лит.)
2. Собельман И И 1963 *Введение в теорию атомных спектров* (Москва: Физматлит)
3. Кудрин Л П 1974 *Статистическая физика плазмы* (Москва: Атомиздат)
4. Воробьев В С и Хомкин А Л 1976 *ТМФ* **26** 364
5. Воробьев В С и Хомкин А Л 1977 *Физика плазмы* **3** 885
6. Dappen W, Mihalas D, Hummer D G and Mihalas B W 1988 *Astrophys. J.* **332** 261
7. Hummer D G and Mihalas D 1988 *Astrophys. J.* **331** 794
8. Potekhin A Y 1996 *Phys. Plasmas* **3** 4156
9. Хомкин А Л и Шумихин А С 2016 *ТВТ* **54** 851
10. Хомкин А Л и Шумихин А С 2019 *Вестник ОИВТ РАН* **2** 19
11. Bobrov A A, Vorob'ev V S and Zelener B V 2018 *Phys. Plasmas* **25** 033513
12. Бобров А А, Зеленер Б Б, Зеленер Б В и Хихлуха Д Р 2013 *ТВТ* **51** 685
13. Theimer O and Wright T 1969 *Phys. Rev.* **180** 308–14
14. Theimer O and Deering W 1964 *Phys. Rev.* **134** A287–95
15. Воробьев В С и Хомкин А Л 1972 *ТВТ* **10** 939
16. Хомкин А Л, Воробьев В С, Муленко И А и Олейникова Е Н 2001 *Физика плазмы* **27** 369
17. Норман Г Э и Старостин А Н 1970 *ТВТ* **8** 413–38
18. Ландау Л Д и Лифшиц Е М 1976 *Статистическая физика* (Москва: Наука)
19. Хилл Т 1960 *Статистическая механика* (Москва: Изд-во иностр. лит.)
20. Maiorov S A and Khomkin A L 2019 *Phys. Sciences and Technology* **6** 57–67
21. Бобров А А, Бронин С Я, Зеленер Б Б, Зеленер Б В, Манькин Э А и Хихлуха Д Р 2011 *ЖЭТФ* **139** 822–28
22. Bannasch G and Pohl T 2011 *Phys. Rev.* A **84** 052710
23. Lankin A V and Norman G E 2009 *J. Phys.* A **42** 214032
24. Биберман Л М, Воробьев В С и Якубов И Т 1987 *ДАН* **296** 577

О возможных причинах неустойчивости геликонного разряда

А. В. Гавриков[1,2], **Н. А. Ворона**[1,2], **С. Д. Кузьмичев**[1,2], **Г. Д. Лизякин**[1] и **Р. А. Тимирханов**[1,2]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: antonmelnikoff@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 29 ноября 2019 г.

Аннотация. В работе проводится анализ возможных причин нестабильности горения геликонного ВЧ-разряда в аргоне. Данный тип разряда используется в качестве источника буферной плазмы при разработке технологии плазменной переработки отработавшего ядерного топлива. Можно выделить две основные причины неустойчивости разряда. Во-первых, резкая немонотонность зависимости сопротивления плазмы от ее концентрации и величины магнитного поля, приводящая к рассогласованию вводимой мощности и мощности потерь. Во-вторых, геометрия торцевых электродов, задающих электростатический потенциал в плазменном объеме, и величина этого потенциала, так как они влияют на значения вводимой мощности и мощности потерь. В результате численных расчетов было выяснено, что выбор оптимальной конструкции геликонной антенны может позволить добиться большей устойчивости разряда, за счет реализации более плавной зависимости сопротивления плазмы от концентрации. https://doi.org/10.33849/2019202

1. ВВЕДЕНИЕ

Геликонные источники плазмы позволяют получать однородную низкотемпературную (температура электронов несколько эВ) плазму с высокой концентрацией электронов (до 10^{13} см$^{-3}$) в большом диапазоне условий эксперимента (частота, размеры источника, величина магнитного поля, давление буферного газа). Благодаря этому они находят свое применение в плазменных технологиях (обработка материалов, микроэлектроника, плазменная сепарация), плазменных двигателях [1–3]. В ОИВТ РАН разработана и создана экспериментальная установка для изучения возможностей применения предложенного В.П. Смирновым метода плазменной сепарации [4] для перспективных технологий по переработке отработавшего ядерного топлива и радиоактивных отходов. В основе метода лежит идея пространственного разделения потоков однозарядных ионов сепарируемых веществ в замагниченной буферной плазме с особой конфигурацией электрического поля. Использование буферной плазмы необходимо для компенсации объемного заряда ионных потоков (чтобы снять ограничение на величину ионного тока и повысить производительность метода) и создания условий для воспроизведения электрического потенциала необходимой конфигурации. Буферная плазма для реализации предложенного метода плазменной сепарации должна обладать определенными свойствами:

- Концентрация плазмы 10^{12}–10^{13} см$^{-3}$. При таких значениях концентрации буферная плазма, обеспечивая компенсацию объемного заряда, не будет сильно подвержена влиянию ионного потока сепарируемого вещества. Длина свободного пробега сепарируемых ионов в этих условиях сравнима с размерами объема буферной плазмы, поэтому ее присутствие не окажет сильного влияния на сепарацию;
- Энергия электронов плазмы должна быть достаточно низкой, чтобы не вызывать появление ионов сепарируемых веществ с двойным зарядом;
- Характеристики получаемой плазмы должны обеспечить воспроизведение в её объёме с характерными размерами порядка 1 м необходимого для сепарации профиля электрического потенциала (порядка 1 кВ) и постоянного магнитного поля (индукцией магнитного поля порядка 1000–2000 Гс).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Учитывая тот факт, что наличие магнитного поля является одним из ключевых моментов метода плазменной сепарации ОЯТ, для получения буферной плазмы была выбрана разновидность высокочастотного разряда — геликонный разряд, при котором излучение антенны, расположенной на боковой поверхности плазменного цилиндра, вводится в рабочую область поперек аксиального магнитного поля (рисунок 1).

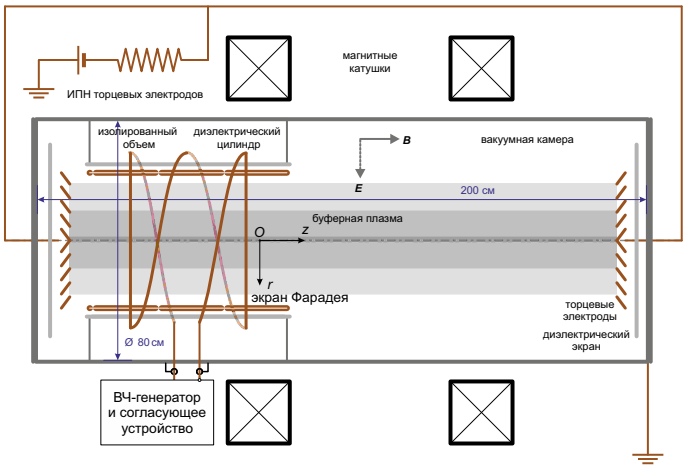


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки.

Вакуумная камера установки представляет собой металлический цилиндр с внутренним диаметром 80 см и длиной 200 см. На её торцах расположены концентрические электроды, на которые подается отрицательный потенциал. Между электродами и торцами камеры установлены диэлектрические экраны. Используемая для ВЧ-накачки плазмы геликоновая антенна ти-

па 1Н расположена в изолированном объёме, отделенном от основного объёма диэлектрическим цилиндром, пропускающим ВЧ-излучение, а также водоохлаждаемым экраном Фарадея. Активное сопротивление антенны составляет величину порядка 0.1 Ом. Рабочая частота питающего антенну ВЧ-генератора составляет около 5 МГц. Для диагностики тока в антенне используется пояс Роговского, а мощность, поглощенная нагрузкой (антенна+плазма), определяется при помощи датчиков падающей и отраженной волны (на рисунке не показаны). Катушки Гельмгольца создают магнитное поле с индукцией до 1000 Гс. Диагностика плазмы осуществляется двойным зондом Ленгмюра.

В качестве плазмообразующего газа использовался аргон, его давление составляло около 1 мТорр. Устойчивый ВЧ-разряд был получен при величинах магнитной индукции в диапазоне до 400 Гс. При вкладываемой мощности не менее 4 кВт и частоте генератора 5 МГц вблизи оси разряда устойчиво наблюдалась область голубого свечения ("blue core") — один из признаков геликонного разряда.

Однако, при дальнейшем увеличении величины индукции магнитного поля (более 500 Гс) разряд терял устойчивость (вплоть до полного гашения). Потеря устойчивости разряда наблюдалась и при подаче потенциала на торцевые электроды. В некоторых режимах работы наблюдалась "пространственная" неустойчивость — разряд наблюдался в виде пучка ярко светящихся "голубых" трубок, число и расположение которых относительно камеры хаотично изменялось. В данной статье приведен анализ нескольких возможных причин нестабильности геликонного разряда в условиях описанного эксперимента.

3. О ВЛИЯНИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ГЕЛИКОННОГО РАЗРЯДА

Разряд находится в "равновесии", когда мощность потерь P_{loss} компенсируется вводимой (поглощаемой разрядом) мощностью P_{abs}. Для оценки величины мощности потерь P_{loss} воспользуемся соотношением, приведенным в [5] для модели разряда, использующей уравнения баланса числа частиц и мощности. С учетом упрощающих предположений, выражение для P_{loss} может быть записано следующим образом:

$$P_{loss} = n_{pl} u_B A_{eff} E_T, \tag{1}$$

где n_{pl} — концентрация плазмы в центральной части плазменного объёма, $u_B = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$, e — элементарный заряд, T_e — температура электронов, M — масса иона, A_{eff} — эффективная площадь, через которую происходят потери частиц, E_T — потеря энергии в расчете на одну пару электрон–ион (учитывается энергия, затраченная на ионизацию и возбуждение частиц в объёме, а также кинетическая энергия, уносимая электронами и ионами на стенки камеры).

Для области разряда в форме цилиндра радиуса r_0 и длиной l при наличии продольного (соосного с осью цилиндра) магнитного поля потери будут происходить преимущественно на торцевых поверхностях, и в случае, когда длина свободного пробега ионов плазмы λ_i сравнима с характерными размерами области разряда, эффективная площадь A_{eff} определяется выражением [5]

$$A_{eff} = 2\pi r_0^2 h_l, \;\; h_l \approx 0.86 \times \left(3 + \frac{l}{2\lambda_i}\right)^{-0.5}.$$

Мощность P_{loss} для $n_{pl} = 2 \times 10^{12}$ см$^{-3}$ $= 2 \times 10^{18}$ м$^{-3}$, $T_e = 2.5$ эВ, $M = 40$ г/моль (аргон), $r_0 = 0.25$ м, $l = 2$ м, $\lambda_i = 2r_0$, $E_T = 70$ эВ составляет примерно 13 кВт. В такой модели мощность потерь линейно зависит от концентрации плазмы. Потери на излучение считаются пренебрежимо малыми.

При анализе энергетических характеристик высокочастотных разрядов используется величина, характеризующая способность плазмы поглощать ВЧ-мощность, — сопротивление плазмы R_{pl}. Тогда вводимую с помощью антенны в плазму мощность (поглощаемую мощность) можно определить так

$$P_{abs} = 0.5\, I_{ant}^2 R_{pl}, \tag{2}$$

где I_{ant} — амплитуда тока в ВЧ-антенне. При этом считается, что «внешние» устройства (ВЧ-генератор, ВЧ-кабель, согласующее устройство) работают идеально, т.е. полностью обеспечивают условия для генерации плазмы. Эта мощность расходуется на поддержание плазмы. Так как сопротивление плазмы зависит от многих параметров плазмы, в том числе и от её концентрации $R_{pl}(n_{pl})$, то и величина вводимой мощности зависит от концентрации плазмы $P_{abs}(n_{eq})$. В равновесии

$$P_{loss}(n_{eq}) = P_{abs}(n_{eq}) \tag{3}$$

Анализ уравнений (1)–(3) позволяет, например, определить пороговое значение тока в ВЧ-антенне для получения плазмы нужной концентрации, а также установить диапазоны значений концентрации, в которых разряд устойчив [5–8]. Поскольку мощность потерь прямо пропорциональна концентрации плазмы, точки "равновесия" разряда можно определить графически по точкам пересечения графика $P_{loss}(n_{eq})$ с графиком зависимости $P_{abs}(n_{eq})$ (рисунок 2 из работы [6]). Проанализируем поведение разряда вблизи самой верхней точки пересечения графиков $P_{loss}(n_{eq})$ и $P_{abs}(n_{eq})$, где концентрация плазмы равна $n_{eq,1}$ (точка "Устойчивое равновесие").

Пусть концентрация плазмы увеличилась: $n_1 > n_{eq,1}$. Тогда, как видно из поведения графиков, $P_{loss}(n_1) > P_{abs}(n_1)$ — мощность потерь становится больше вводимой мощности. Следовательно, концентрация начнет уменьшаться, и плазма **вернется** в исходное состояние. Пусть концентрация плазмы уменьшилась $n_2 < n_{eq,1}$. Тогда $P_{loss}(n_2) < P_{abs}(n_2)$ — вводимая мощность становится больше мощности потерь. Следовательно, концентрация начнет увеличиваться, и плазма **вернется** в исходное состояние. Таким образом, эта точка является точкой стабильного разряда.

Рассмотрим поведение плазмы вблизи точки нестабильности (точка "Неустойчивое равновесие"). Пусть концентрация плазмы увеличилась: $n_3 > n_{eq,2}$. Тогда

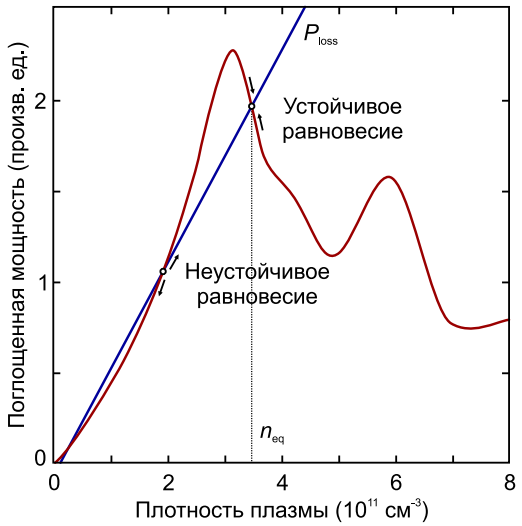


Рисунок 2. Зависимость поглощенной мощности P_{abs} от концентрации плазмы при постоянном токе антенны. Прямая линия — мощность потерь P_{loss}. Рисунок взят из статьи [6].

$P_{loss}(n_3) < P_{abs}(n_3)$ — вводимая мощность потерь становится больше мощности потерь. Следовательно, концентрация начнет увеличиваться, и плазма **не вернется** в исходное состояние. Пусть концентрация плазмы уменьшилась: $n_4 < n_{eq}$. Тогда $P_{loss}(n_4) > P_{abs}(n_4)$ — мощность потерь становится больше вводимой мощности. Следовательно, концентрация начнет уменьшаться, и плазма **не вернется** в исходное состояние. Таким образом, эта точка является точкой нестабильного разряда.

Из вышеизложенного следует, что диапазоны значений концентрации плазмы, для которых выполняется условие $\frac{\partial P_{abs}}{\partial n_{pl}} < \frac{\partial P_{loss}}{\partial n_{pl}}$, являются диапазонами устойчивых разрядов, а неустойчивым разрядам соответствуют диапазоны, для которых $\frac{\partial P_{abs}}{\partial n_{pl}} > \frac{\partial P_{loss}}{\partial n_{pl}}$. Для заданного тока ВЧ-антенны анализ устойчивости разряда можно свести к анализу зависимости сопротивления плазмы от её концентрации [5], так как это удобно в экспериментальных приложениях. Приведенные в работах [6–8] результаты численного моделирования высокочастотного разряда, указывают на немонотонность зависимости сопротивления плазмы от её концентрации и величины магнитного поля.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ ГЕЛИКОННОГО РАЗРЯДА

С помощью программы Helic1.0. [9] нами был произведен расчет характеристик геликонного разряда с параметрами, близкими к параметрам эксперимента. По результатам численного моделирования для геликоновой антенны типа 1Н определялась зависимость сопротивления плазмы от её концентрации для разных значений магнитного поля. Основные параметры расчетов таковы: радиус плазменного объёма 23 см, радиус антенны 25 см, длина антенны 40 см, расстояние между проводящими торцами 236 см, центр антенны смещен относительно центра камеры на 60 см, плазмообразующий газ – аргон, его давление составляет 3 мТорр, частота тока в антенне 5.28 МГц. При расчетах плазма считалась однородной. На рисунке 3 приведены зависимости сопротивления аргоновой плазмы от её концентрации для трех значений индукции магнитного поля.

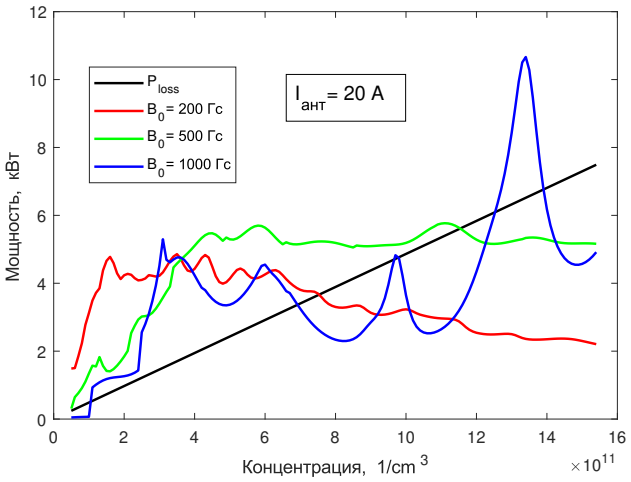


Рисунок 3. Зависимость сопротивления плазмы от ее концентрации.

Из рисунка 3 видно, что в магнитных полях 200 и 500 Гс сопротивление плазмы имеет слабо выраженные участки немонотонной зависимости от концентрации, при этом величина сопротивления изменяется незначительно. В магнитном поле в 1000 Гс отчетливо видны участки немонотонности, причем сопротивление плазмы на таких участках изменяется резко и значительно. Заметим, что зоны значений концентраций, для которых выполняется условие $\left(\frac{\partial R_{pl}}{\partial n_{pl}} < 0\right)$, соответствуют зонам стабильного разряда (для них выполняется условие $\left(\frac{\partial P_{abs}}{\partial n_{pl}} < \frac{\partial P_{loss}}{\partial n_{pl}}\right)$). При этом на них приходится почти половина диапазона от 10^{12} до 2.5×10^{12} см$^{-3}$. Зоны значений концентраций, соответствующих нестабильному разряду, могут находиться только в диапазонах, где выполняется условие $\left(\frac{\partial R_{pl}}{\partial n_{pl}} > 0\right)$. Аналогичная ситуация имеет место для магнитных полей из диапазона 600–900 Гс (графики не приведены).

На рисунке 4 приведены графики $P_{loss}(n_{eq})$ и $P_{abs}(n_{eq})$ для разных величин магнитных полей и амплитуды тока в антенне 20 А. Из приведенных графиков видно, что в магнитных полях с индукцией 200 и 500 Гс имеется только по одной точке пересечения графиков $P_{loss}(n_{eq})$ и $P_{abs}(n_{eq})$, причем они являются точками устойчивого разряда. Для магнитного поля 1000 Гс точек пересечения становится больше, причем часть из них приходится на участки нестабильности. При этом между точками устойчивого разряда имеет место значительный разрыв в значениях концентрации, а значит и разрыв в значениях мощности потерь. В эксперименте, где ток антенны изменяется “вручную”, это может привести к следующей ситуации. Для перехода к большей концентрации нужно увеличивать ток в антенне для компенсации возросших потерь. Но при увеличении концентрации мы приближаемся к таким её значениям, при которых разряд перестает быть устойчивым. Теоретически, чтобы “перепрыгнуть” участок нестабильности, нужно быстро и значительно увеличить ток антен-

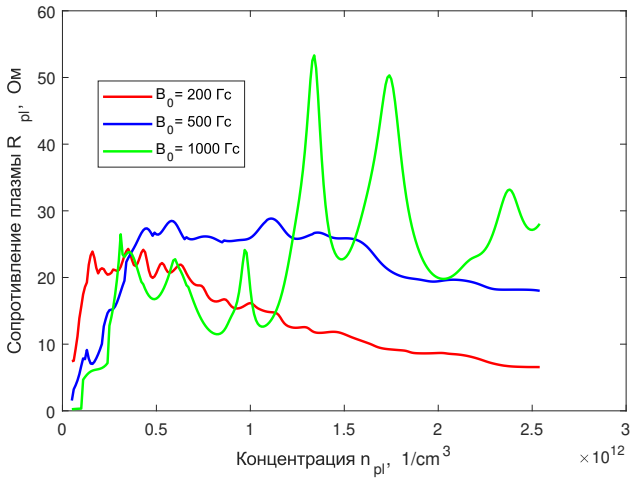


Рисунок 4. Зависимости $P_{loss}(n_{eq})$ и $P_{abs}(n_{eq})$ от концентрации для разных величин магнитных полей и амплитуды тока в антенне 20 А.

ны, однако на практике это трудновыполнимо, следовательно, разряд перейдет в неустойчивый режим.

Сопротивление плазмы, резкие и значительные изменения которого в сильном магнитном поле, возможно, являются основной причиной нестабильности разряда, определяется типом, геометрией и расположением антенны относительно камеры. Согласно [8], использование для получения геликонного разряда соленоидальной антенны вместо планарной позволило получить разряд с плавной зависимостью сопротивления плазмы от концентрации, хотя планарная антенна, с точки зрения вводимой в плазму ВЧ-мощности, является более эффективной. Это означает, что зависимость сопротивления плазмы от концентрации можно сделать более плавной, подобрав для используемой геометрии камеры, типа и давления газа оптимальную конструкцию антенны, даже за счет потери эффективности введения в плазму мощности, которую можно компенсировать увеличением тока в антенне.

5. О ВЛИЯНИИ ТОРЦОВ КАМЕРЫ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ

В экспериментах, результаты которых представлены в [10], исследовалось влияние граничных условий на торцах вакуумной камеры на параметры аргоновой плазмы в геликонном разряде. На одном из торцов цилиндрической камеры располагалась плоская спиральная антенна, отделенная от вакуумной камеры плоским диэлектрическим экраном, а напротив неё на некотором расстоянии внутри камеры устанавливались пластины, обладавшие разными отражательными свойствами: сплошная плоская пластина из нержавеющей стали, плоская пластина из нержавеющей стали с отверстиями диаметром 1.5 мм и расстоянием между центрами отверстий 3 мм, а также сплошная пластина из слюды. Индукция магнитного поля в области разряда составляла примерно 100 Гс. При одинаковых вводимых мощностях наибольшая концентрация плазмы была получена в экспериментах с диэлектрической пластиной, наименьшая (примерно в 4 раза меньше максимальной) — с пластиной с отверстиями. По мнению авторов, полученные результаты объяснимы, если принять во внимание возможность отражения волн в разряде от торцов и допустить интерференцию этих волн, а значит появление минимумов и максимумов амплитуд волн в пространстве между торцами (стоячей волны). На это указывают полученные с помощью магнитного зонда данные о зависимости продольной компоненты ВЧ магнитного поля от положения точки измерения [10]. При таком предположении волновое поле в пространстве между торцами может быть описано так:

$$A_\Sigma = A_0\,\exp(\alpha z + ik_z z) + R_1 A_0\,\exp(-\alpha(2L-z) - ik_z z) +$$

$$+ R_2 R_1 A_0 \exp(-\alpha(2L+z) - ik_z z) + \ldots,$$

где A_0 — амплитуда волны, идущей от плоской антенны, расположенной в плоскости торца $z = 0$, α и k_z — коэффициент поглощения и аксиальное волновое число волны, L — расстояние до второго торца ($z = L$), R_1,R_2 — коэффициенты отражения волны от левого и правого торцов, соответственно. Такая модель отражения предполагает, что пространственные характеристики волны не изменяются, например, не появляются волны с другими значениями k_z, т.е. изменяется только амплитуда волны.

Учет отражения от торцов и последующей интерференции волн имеет значение, когда амплитуды интерферирующих волн имеют сравнимые значения, что возможно, если продольная длина поглощения $l_{abs} = \alpha^{-1}$ волны превышает расстояние от антенны до торца или расстояния между торцами L (продольный размер камеры). Например, в [10] удовлетворительное согласие с опытом получилось при рассмотрении интерференции четырех волн. В [5] для оценки продольной длины поглощения получены следующие выражения:

для малых концентраций $\left(n_{pl} \ll n_0,\ \ n_0 = \left(\frac{2.5}{r_0}\right)^2 \frac{B_0}{e\mu_0\omega}\right)$

$\alpha^{-1}_{z,small} \approx \frac{\Omega_{ce}}{k_\perp \nu_\perp},\ \ k_z \ll k_\perp.$

для больших концентраций $\left(n_{pl} \gg \left(\frac{2.5}{r_0}\right)^2 \frac{B_0}{e\mu_0\omega}\right)$

$\alpha^{-1}_{z,large} \approx \frac{2\Omega_{ce}}{k_z \nu_T},\ \ k_z \gg k_\perp$

где $\Omega_{ce} = \frac{eB_0}{cm_e}$ — электронная циклотронная частота, B_0 — индукция магнитного поля, c — скорость света, e — элементарный электрический заряд, m_e — масса электрона, μ_0 — магнитная постоянная, $\omega = 2\pi f$, f — частота ВЧ-поля, величина k_z определяется типом антенны и для 1Н антенны по порядку величины равна $\frac{2\pi}{d_A}$, (d_A — продольный размер антенны), ν_T — частота столкновений для электрона (для условий эксперимента составляет примерно 6×10^7 с$^{-1}$).

Оценка аксиальной длины поглощения для условий, реализуемых на установке, схема которой показана на рисунке 1 ($B_0 = 500$ Гс, $d_A = 0.4$ м, $r_0 = 0.23$ м,

$f = 5.28 \times 10^6$ Гц), дает следующие результаты:

для больших концентраций($n_{pl} \gg 10^{12}$ см$^{-3}$)
$\alpha^{-1}_{z,large} \approx 19$ м
для малых концентраций($n_{pl} \ll 10^{12}$ см$^{-3}$)
$\alpha^{-1}_{z,small} \approx 5.4$ м

Видно, что при продольных размерах установки $L \approx 2.4$ м амплитуда волны уменьшится максимум в $\exp(L\alpha_{z,large}) = \exp(\frac{2.4}{5.4}) \approx 1.6$ раза, т.е. составит примерно 0.6 от амплитуды волны, идущей во встречном направлении. Следовательно, интерференция волн должна приниматься во внимание на установке с указанными выше параметрами.

Важным фактором, способным повлиять на эффективность поглощения ВЧ-волн плазмой, является геометрия торцевых отражающих поверхностей. В экспериментах [10] отражающие поверхности можно рассматривать как плоские поверхности, при отражении от которых пространственная структура волны не изменяется. В экспериментальной установке, изображенной на рисунке 1, на торцах расположены системы конусообразных торцевых электродов (для воспроизведения в плазме необходимого профиля электрического потенциала). В этом случае пространственные характеристики волны, отраженной от такой неплоской поверхности, могут заметно отличаться от характеристик падающей волны, что может повлиять на эффективность поглощения волны плазмой, а значит и на сопротивление плазмы.

Еще одним фактором, который следует учитывать при анализе устойчивости геликонного разряда установки, показанной на рисунке 1, является наличие у кольцевых торцевых электродов потенциалов, отличных от потенциала боковой поверхности камеры.

В выражении для мощности потерь P_{loss} величина E_T определяется так [5]: $E_T = E_i + E_e + E_c$, где E_c — потери энергии при столкновениях, E_e — кинетическая энергия, уносимая на стенку электроном, E_i — кинетическая энергия, уносимая на стенку ионом. При этом $E_e = 2T_e$, а $E_i = T_i + eV_{sh}$, где V_{sh} — падение потенциала в пристеночном слое. Если все стенки камеры имеют одинаковый потенциал, например заземлены, то $eV_{sh} = T_e \ln\left(\frac{M_i}{2\pi m_e}\right)^{0.5}$, где M_i и m_e — массы иона и электрона, соответственно. Для аргона $eV_{sh} \approx 4.7T_e$. Если же потенциал части поверхности стенок (электроды) можно рассматривать как катод с потенциалом V_c, то $V_{sh} \approx V_c$.

Следовательно, при подаче на электроды потенциала, превышающего $4.7\frac{T_e}{e}$, потери будут увеличиваться, точка равновесия на графиках $P_{loss}(n_{pl})$, $P_{abs}(n_{pl})$ начнет смещаться. Тогда, в зависимости от положения начальной точки равновесия, разряд может либо оказаться в новом устойчивом состоянии, либо перейти в неустойчивое состояние.

Авторам неизвестны работы, в которых бы были детально исследованы проблемы о степени влияния геометрии и потенциала торцевых электродов на устойчивость геликонного разряда. Результаты таких исследований могут оказаться важными для задач, связанных с воспроизведением в плазме электрического потенциала.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведен анализ возможных причин экспериментально наблюдаемой в сильных магнитных полях нестабильности геликонного разряда в аргоне. Характер изменения сопротивления плазмы при изменении её концентрации, в случае резкой немонотонной зависимости приводящий к рассогласованию между вводимой мощностью и мощностью потерь, можно сделать более плавным, подобрав оптимальную конструкцию антенны. По нашей оценке, важными факторами, способными повлиять на устойчивость геликонного разряда, являются также геометрия и потенциал торцевых электродов, однако данные вопросы изучены мало и требуют детального теоретического и экспериментального рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chen F F 2015 *Plasma Sources Science and Technology* **24** 014001
2. Shinohara S 2018 *Advances in Physics: X* **3** 1420424
3. Долголенко Д А и Муромкин Ю А 2017 *Усп. физ. наук* **187** 1071–1096
4. Смирнов В П, Самохин А А, Ворона Н А и Гавриков А В 2013 *Физика плазмы* **39** 523–533
5. Lieberman M A and Lichtenberg A J 2005 *Principles of plasma discharges and materials processing* (John Wiley & Sons)
6. Shamrai K P 1998 *Plasma Sources Science and Technology* **7** 499–511
7. Isayama S, Shinohara S and Hada T 2018 *Plasma and Fusion Research* **13** 1101014–1101014
8. Кралькина Е А 2008 *Усп. физ. наук* **178** 519–540
9. Arnush D 2000 *Physics of Plasmas* **7** 3042–3050
10. Motomura T, Shinohara S, Tanikawa T and Shamrai K P 2012 *Physics of Plasmas* **19** 043504

Может ли солнечная вспышка инициировать землетрясение?

В. А. Новиков[1], **В. М. Сорокин**[2] **и А. К. Ященко**[1]
[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия
[2] Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калужское шоссе, 4, Троицк, Московская область 108840, Россия

E-mail: novikov@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 28 ноября 2019 г.

Аннотация. Представлены теоретическая модель и результаты расчетов возмущений электрического поля, электрического тока и тепловыделения в литосфере, связанных с поглощением ионизирующего излучения солнечных вспышек. В результате крупномасштабного в горизонтальном направлении возмущения проводимости нижней области ионосферы в присутствии внешнего электрического поля возможна генерация возмущений геомагнитного поля в диапазоне периодов единицы–десятки секунд. Амплитудно-временные характеристики сигнала определяются возмущением интегральных проводимостей ионосферы. В зависимости от соотношения между проводимостями Холла и Педерсена возмущенной ионосферы может наблюдаться осциллирующий и апериодический режимы магнитных возмущений. Для сильных возмущений проводимости ионосферы амплитуда пульсаций может достигать $\sim 10^2$ нТл. При этом, амплитуда горизонтальной компоненты электрического поля на поверхности Земли достигает 0.01 мВ/м, плотность электрического тока в литосфере — 10^{-6} А/м^2, а плотность мощности выделения тепла этим током — 10^{-7} Вт/м^3. Показано, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек может вызвать вариации плотности теллурических токов в сейсмогенных разломах, сопоставимые с плотностями тока, генерируемыми в земной коре искусственными импульсными источниками (геофизический МГД-генератор "Памир-2"и электроимпульсная установка "ЭРГУ-600"), которые вызывают инициирование региональных землетрясений и пространственно-временное изменение сейсмической активности. Следовательно, инициирование сейсмических событий возможно не только искусственными источниками электрического тока, но и солнечными вспышками. Результаты работы могут служить физической основой для использования нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений, основанного на электромагнитных триггерных эффектах. https://doi.org/10.33849/2019203

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования возможного влияния солнечной активности на сейсмический режим Земли ведутся уже более ста лет. Еще в 1853 году Р. Вольф указал на то, что солнечные пятна могут влиять на возникновение землетрясений [1]. В настоящее время работы в данной области направлены на поиск корреляционных зависимостей сейсмичности Земли от солнечной активности (чисел Вольфа) [2–4]. Согласно исследованиям [5–7], существует определенная зависимость сейсмичности от 11-летнего солнечного цикла, которая была проверена опытным прогнозированием общей сейсмичности Земли и отдельных ее регионов. Автор отмечает положительную корреляцию количества землетрясений и фаз 11-летнего цикла солнечной активности. Наряду с этим существуют и обратные утверждения о том, что 11-летние циклы сейсмической активности имеют существенную отрицательную корреляцию с циклами солнечной активности и геомагнитными возмущениями [8]. Практически все упомянутые выводы основаны только на корреляционном анализе. Даже в тех случаях, когда такой анализ дает статистически значимые результаты, авторы ограничиваются лишь предположением о механизме воздействия солнечных вспышек, либо ограничиваются самыми общими рассуждениями о таком воздействии [9]. Кроме того, существует и определенный скептицизм при оценке существования таких солнечно-земных связей, приводящих к статистически значимым вариациям сейсмичности, например, [10]. Тем не менее, результаты, полученные в последнее время, по резкому всплеску сейсмичности после сильных солнечных вспышек 2017 года [11], стимулируют исследования по поиску возможных механизмов такого взаимодействия.

В настоящее время предложены гипотезы о влиянии солнечной активности на скорость вращения Земли [12] или на активность тропических циклонов [13], что, в свою очередь, может вызвать изменение напряженно-деформированного состояния земной коры и инициировать землетрясения [14, 15]. Однако анализ, выполненный в работе [16] для территорий Камчатки, Японии и Филиппин, показал, что создаваемые тайфунами сейсмические колебания, которые можно рассматривать как возможный триггер землетрясений, по амплитуде не превышают колебания от многочисленных местных землетрясений умеренной магнитуды (4–5 и более сильных удаленных землетрясений, возникающих на западе Тихого океана). Таким образом показано, что циклоны в целом не оказывают значимого триггерного эффекта на сейсмичность в течение нескольких суток или недель.

В данной статье рассматривается возможный механизм инициирования сейсмических событий ионизирующим излучением солнечных вспышек. Такое направление исследований выбрано на основе работ, опубликованных в последнее время, в которых была выдвинута гипотеза о триггерном воздействии резких вариаций геомагнитного поля на сейсмичность [17–19], а также суточных Sq-вариаций [20, 21]. Однако модели генерации теллурических токов в неоднородной по электропроводности земной коре, обусловленной солнечными вспышками, в настоящее время не существует. В данной работе представлена теоретическая модель и результаты численных расчетов возмущения электрического поля,

электрического тока и выделения тепла в литосфере за счет изменения проводимости ионосферы, обусловленного поглощением в ней ионизирующего излучения солнечных вспышек.

2. ВОЗМУЩЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ИЗМЕНЕНИЕМ ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ

Солнечные вспышки сопровождаются возмущениями геомагнитного поля в различных диапазонах периодов. Можно предположить, что наибольшие амплитуды токов в литосфере наводятся короткопериодными колебаниями геомагнитного поля. Ниже рассмотрим характеристики электродинамического воздействия на литосферу таких колебаний.

Один из механизмов генерации геомагнитных пульсаций связан с локальным изменением ионосферной проводимости в присутствии внешнего электрического поля. Такой механизм рассмотрен в работах [22, 23] применительно к проблемам генерации пульсаций Pi2, а также искусственных колебаний геомагнитной силовой линии. В этих работах рассматривались процессы с характерными периодами более 10 с. Резонатор Земля–ионосфера формирует колебания геомагнитного поля с периодами 1–100 с в процессе ионизации ионосферы излучением вспышки с коротким фронтом нарастания ее амплитуды. Теоретическая модель таких процессов была ранее развита в работах [24, 25] в приближении идеально проводящей Земли. Для изучения характеристик наведенного электрического тока в литосфере необходима модификация модели с учетом конечной ее проводимости. Их оценки наиболее просто получить, полагая геомагнитное поле вертикальным.

Горизонтальный масштаб области проводимости, возмущенной солнечной вспышкой, составляет величину порядка земного радиуса, а вертикальный масштаб — порядка толщины ионосферы. Поэтому в уравнениях можно пренебречь горизонтальными производными. Это соответствует тому, что за характерный период изменения поля ионосферные токи и поля диффундируют в горизонтальном направлении на расстояние много меньше горизонтального масштаба.

Введем декартову систему координат с осью z, направленной вертикально вверх вдоль геомагнитного поля B и осями x и y, направленными, соответственно, по меридиану на юг и по широте на восток. Нижняя граница тонкой плоскослоистой ионосферы расположена на высоте z_1 над поверхностью Земли. Внешнее электрическое поле в ионосфере $\mathbf{E}_{ext}$ направлено параллельно земной поверхности. Изменение проводимости ионосферы приведет к возмущению ионосферных токов и, соответственно, к генерации возмущения магнитного и электрического полей. В проводящей ионосфере возмущение электрического поля удовлетворяет уравнению:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}(\mathbf{r}, t)(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{ext}) = 0, \qquad (1)$$

где $\hat{\sigma}(\mathbf{r}, t)$ — тензор возмущенной проводимости ионосферной плазмы. Выше ионосферы в магнитосферной плазме возмущение электрического поля удовлетворяет уравнению:

$$(\nabla \times \nabla \times \mathbf{E})_\perp + \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_\perp}{\partial t^2} = 0, \qquad (2)$$

где u — скорость Альвена в магнитосфере, знак $\perp$ обозначает поперечные компоненты вектора относительно вертикали. Полагаем, что проводимость слоя Земля–ионосфера отсутствует и, следовательно, электрическое поле определяется из уравнения Лапласа:

$$\Delta \mathbf{E} = 0. \qquad (3)$$

Интегрируя уравнения (1) по толщине ионосферы, получим граничные условия на ионосфере для касательных компонент возмущения горизонтальных компонент $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ электрического поля:

$$\left\{ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \right\} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\Sigma} \mathbf{E}) = \mu_0 \frac{\partial \hat{\Sigma}}{\partial t} \mathbf{E}_{ext}; \{\mathbf{E}\} = 0, \qquad (4)$$

где фигурными скобками $\{...\}$ обозначен скачок соответствующей величины при переходе через уровень $z = z_1$, $\hat{\Sigma}$ — зависящий от времени тензор интегральной проводимости ионосферы:

$$\hat{\Sigma}(t) = \begin{pmatrix} \Sigma_P(t) & \Sigma_H(t) \\ -\Sigma_H(t) & \Sigma_P(t) \end{pmatrix}$$

Выше ионосферы при $z > z_1$ расположена магнитосфера, электрическое поле в которой определяется уравнением (2). Его решение имеет вид уходящей магнитозвуковой волны:

$$\mathbf{E}\ (z, t) = \mathbf{f}\ (t - z/u); z > z_1. \qquad (5)$$

Слой Земля–ионосфера является непроводящим. Следовательно, в квазистационарном приближении, возмущение электрического поля в нем определяется из уравнения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = 0; \quad 0 < z < z_1,$$

общее решение которого имеет вид:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0(t) + \mathbf{E}_1(t) \frac{z}{z_1}, \qquad (6)$$

где $\mathbf{E}_0$ — электрическое поле на поверхности литосферы. Подставляя решения (5) и (6) в граничное условие (4), получим уравнение для электрического поля в ионосфере при z = z_1:

$$\frac{d}{dt} \left[\hat{\Sigma}_e (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1) \right] + \frac{1}{\mu_0 z_1} \mathbf{E}_1 = -\frac{d\hat{\Sigma}_e}{dt} \mathbf{E}_{ext}, \qquad (7)$$

где $\hat{\Sigma}_e$ — тензор эффективной интегральной проводимости ионосферы:

$$\hat{\Sigma}_e(t) = \begin{pmatrix} \Sigma_P(t) + 1/\mu_0 u & \Sigma_H(t) \\ -\Sigma_H(t) & \Sigma_P(t) + 1/\mu_0 u \end{pmatrix} \qquad (8)$$

В приближении идеально-проводящей литосферы касательная компонента возмущения электрического

поля на ее поверхности $\mathbf{E}_0$=0. В этом случае уравнение (7) перейдет в обыкновенное дифференциальное уравнение для определения $\mathbf{E}_1(t)$, полученное в работе [24]. В случае литосферы с конечной проводимостью для определения $\mathbf{E}_1(t)$ в этом уравнении необходимо исключить неизвестную функцию $\mathbf{E}_0(t)$.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТОКА В ЛИТОСФЕРЕ

Обозначим возмущение электрического поля в ионосфере $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ и перейдем к комплексным величинам по формулам: $\Sigma = \Sigma_p$-$i\Sigma_H$, $E = E_x + iE_y$. Уравнение (7) перепишем в виде:

$$\frac{d}{dt}(\Sigma_e Ei) + \frac{1}{\mu_0 z_1}E_i - \frac{1}{\mu_0 z_1}E_0 = -\frac{d\Sigma_e}{dt}E_{ext}; E_i = E_0 + E_1. \tag{9}$$

Рассмотрим электрическое поле в литосфере. Будем полагать, что проводимость литосферы $\sigma(z)$ зависит от вертикальной координаты. Электрическое поле в ней определяется уравнением:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \mu_0\sigma(z)\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0; z < 0. \tag{10}$$

На границе Земля–атмосфера горизонтальная компонента электрического поля и ее нормальная производная непрерывны, а вглубь литосферы поле убывает:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z}|_{z=0} = 0; \mathbf{E}|_{z=0} = 0; \mathbf{E}|_{z\to-\infty} = 0. \tag{11}$$

Выразим возмущение поля на поверхности Земли E_0 через его значение на уровне ионосферы E_i. Для этого используем уравнение (11), производя в нем преобразование Лапласа по времени. Получим:

$$\frac{d^2\tilde{E}}{dz^2} = \mu_0\sigma(z)s\hat{E}.$$

Его решение, удовлетворяющее граничному условию при $z = 0$, имеет вид:

$$\tilde{E}(z,s) = \tilde{E}(s)f(z,s); \tilde{E}(s) = \int_0^\infty E_0(t)\exp(-st)dt.$$

Функция $f(z,s)$ представляет собой решение следующей краевой задачи:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \mu_0\sigma(z)sf; f(0,s) = 1; f(-\infty,s) = 0. \tag{12}$$

Очевидно, что $f(z,s)$ определяется только распределением $\sigma(z)$ электропроводности литосферы.

Воспользовавшись граничным условием на поверхности литосферы (11), получим соотношение:

$$\tilde{E}_0(s) = \frac{\tilde{E}_i(s)}{1 + z_1 f'(0,s)}; f'(0,s) \equiv \frac{df(z,s)}{dz}|_{z=0}.$$

Из этого равенства получим зависимость $E_0(t)$ от времени, используя обратное преобразование Лапласа:

$$E_0(t) = \int_0^t G(t-t`)E_i(t')dt'; G(t) = L^{-1}\frac{1}{1 + z_1 f'(0,s)}, \tag{13}$$

где символом $L^{-1}(...)$ обозначена операция обратного преобразования Лапласа. Подставляя (13) в (9), получим интегро-дифференциальное уравнение относительно $E_i(t)$:

$$\frac{dE_i(t)}{dt} + \Omega(t)E_i(t) - \Omega_0(t)\int_0^t G(t-t')E_i(t') = -\Omega_1(t)E_{ext}. \tag{14}$$

В этом уравнении обозначено:

$$\Omega_0(t) = \frac{1}{\mu_0 z_1 \Sigma_e(t)}; \Omega_1(t) = \frac{1}{\Sigma_e(t)}\frac{d\Sigma_e(t)}{dt};$$

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + \Omega_1(t); E_i(0) = 0.$$

В пределе идеально-проводящей литосферы при $\sigma \to \infty$ имеем $f'(0,s) \to \infty, G \to 0$.

Следовательно, третье слагаемое в левой части уравнения исчезает и получается уравнение работы [24]. Подынтегральное ядро $G(t-t')$ уравнения (14), которое определяется формулами (12) и (13), а также алгоритм его нахождения приведены в Приложении. Определив электрическое поле в ионосфере $E_i(t)$ с помощью уравнения (14), рассчитаем его зависимость от времени на поверхности литосферы по формуле (13). Пространственно-временное распределение электрического поля в литосфере находим из уравнения (10), решая краевую задачу:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \mu_0\sigma(z)\frac{\partial E}{\partial t} = 0. \tag{15}$$

$$E(z,t)|_{z=0} = E_0(t); E(z_m,t) = 0; E(z,0) = 0; z_m < z < 0.$$

Значения электрического поля, полученные с использованием уравнения (15), позволили провести расчеты пространственно-временного распределения плотности электрического тока и плотности мощности тепловыделения в литосфере по формулам:

$$j(z,t) = \sigma(z)|\mathbf{E}(z,t)|; q(z,t) = \sigma(z)|\mathbf{E}(z,t)|^2. \tag{16}$$

Формулы (15) и (16) позволяют анализировать электродинамическое воздействие солнечных вспышек на литосферу. Приведем результаты расчетов пространственных и временных распределений амплитуд электрического поля, плотности тока и плотности мощности тепловыделения в литосфере, сопровождающих возмущение проводимости ионосферы под действием ионизирующего излучения солнечных вспышек. Для оценки электродинамических эффектов будем полагать, что под действием импульса ионизирующего излучения интегральные проводимости ионосферы изменились со временем по закону:

$$\Sigma_{P,H}(t) = \Sigma_0\{1 + k_{P,H}[1 - \exp(-t^2/\tau^2)]\}.$$

Для расчетов выбраны следующие значения параметров: $z_1 = 90$ км; $u = 500$ км/с; $k_P = 1$; $k_H = 6$; $E_{x0} = 10$ мВ/м; $E_{y0} = 0$.

Высотная зависимость электропроводности литосферы приведена на рисунке 1 [26].

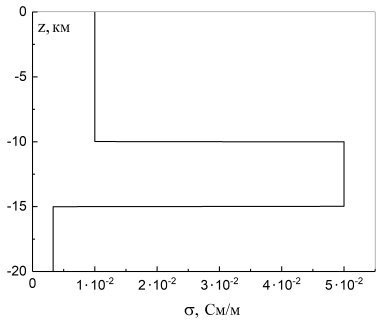


Рисунок 1. Зависимость проводимости литосферы от ее глубины.

На рисунке 2 приведены результаты расчета зависимости от времени амплитуд компонент электрического поля на поверхности литосферы, модуля плотности электрического тока и плотности мощности выделения тепла на различных глубинах для различных характеристик воздействия на ионосферу.

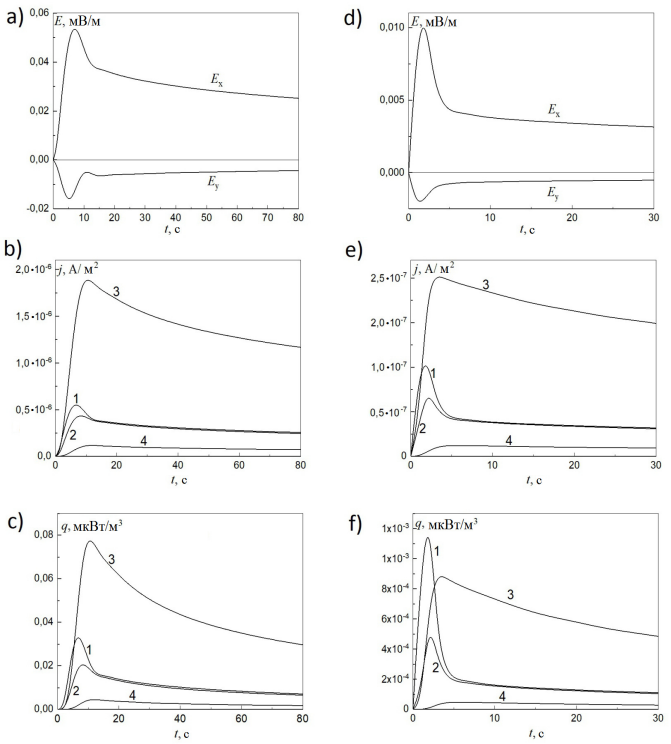


Рисунок 2. Зависимости от времени амплитуд компонент электрического поля на поверхности литосферы — $(a), (d)$, модуля плотности электрического тока $j(z,t)$ — $(b), (e)$ и плотности мощности выделения тепла $q(z,t)$ — $(c), (f)$ на различных глубинах для различных характеристик воздействия на ионосферу: левая колонка $\tau = 5$ с, $\Sigma_0 = 1$ См, правая колонка $\tau = 1$ с, $\Sigma_0 = 0.1$ См. Глубина литосферы: 1 — $z = 0$; 2 — $z = 5$, 3 — $z = 10$, 4 — $z = 15$ км.

Расчеты показали, что амплитуда тока и мощности выделения тепла убывают с глубиной литосферы. Однако в слое с повышенной проводимостью эти величины резко возрастают. На рисунке 3 приведены результаты расчета зависимости амплитуды модуля плотности электрического тока от глубины литосферы в различные моменты времени для различных характеристик воздействия на ионосферу. Из расчетов следует, что ток концентрируется в слое с повышенной проводимостью.

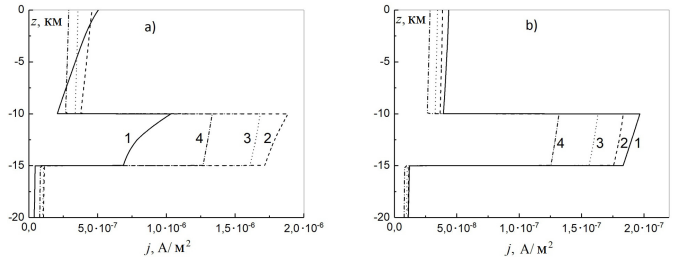


Рисунок 3. Зависимость от глубины литосферы амплитуды модуля плотности электрического тока в различные моменты времени для различных характеристик воздействия на ионосферу. Выбраны следующие моменты времени: 1 — $t =$ 5 с, 2 — $t =$ 10 с, 3 — $t =$ 20 с, 4 — $t =$ 50 с; (a) $\tau = 5$ с, $\Sigma_0 = 1$ См; (b) $\tau = 1$ с, $\Sigma_0 = 0.1$ См.

Амплитуда тока больше для тех вспышек, которые больше возмущают проводимость ионосферы. На рисунке 4 приведены результаты расчета зависимости максимума амплитуды плотности электрического тока на глубине литосферы $z = -10$ км от характерного времени фронта нарастания проводимости ионосферы τ, возникающего в результате поглощения ионизирующего излучения солнечной вспышки. Из расчетов следует, что амплитуда тока сильно зависит от времени нарастания фронта вспышки.

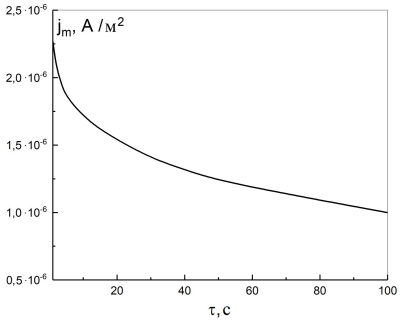


Рисунок 4. Зависимость максимума амплитуды плотности электрического тока на глубине $z = -10$ км литосферы от характерного времени фронта нарастания проводимости ионосферы τ. Для расчета выбраны следующие значения параметров: $\Sigma_{P0} = \Sigma_{H0} = 1$ См, $E_{x0} = 3$ мВ/м, $E_{y0} = 0$, $k_H = 6$.

Быстрые скачки ионизации приводят к большим токам по сравнению с медленным нарастанием амплитуды возмущения проводимости. Расчеты показали, что в результате скачка интегральных проводимостей ионосферы в течение десятка секунд в литосфере наводятся электрические поля с амплитудой порядка 0.1–0.01 мВ/м и электрические токи с плотностью 10^{-6}–10^{-7} А/м^2, при этом выделяется тепло мощностью 0.1–0.01 мкВт/м^3. Электрический ток в литосфере концентрируется в слоях с повышенной электрической проводимостью. Показано, что если в проводящем слое в ли-

тосфере на глубине 10 км проводимость выше в пять раз, то плотность тока там возрастает на порядок по сравнению с его значением на меньшей глубине.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящее время на основе полевых наблюдений и лабораторных исследований доказана принципиальная возможность электромагнитного инициирования сейсмических событий [27]. Установлено влияние мощных электромагнитных импульсов магнитогазодинамического (МГД) генератора на сейсмический режим Памира и Северного Тянь-Шаня [28, 29]. МГД-генератор применялся в качестве источника импульса постоянного тока для работ по глубинному электрическому зондированию земной коры на Гармском и Бишкекском прогностических полигонах. Нагрузкой служил электрический диполь с разносом электродов 4.5 км и сопротивлением 0.4 Ом. При пусках генератора ток в нагрузке достигал 0.28–2.8 кА, длительность импульса составляла 1.7–12.1 с, энергия — 1.2–23.1 МДж.

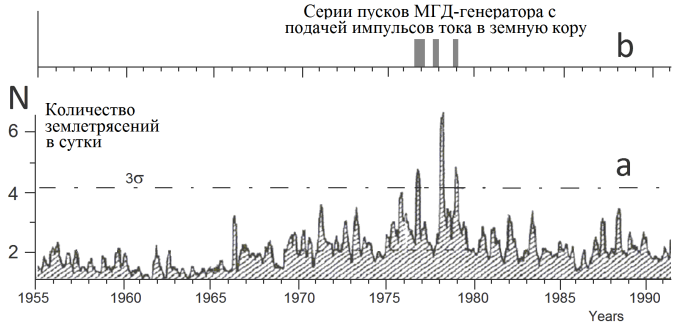


Рисунок 5. Суточное число землетрясений на Гармском геофизическом полигоне (Памир) в верхнем слое (0–5 км) Таджикской депрессии (a) и пуски МГД-генератора (b).

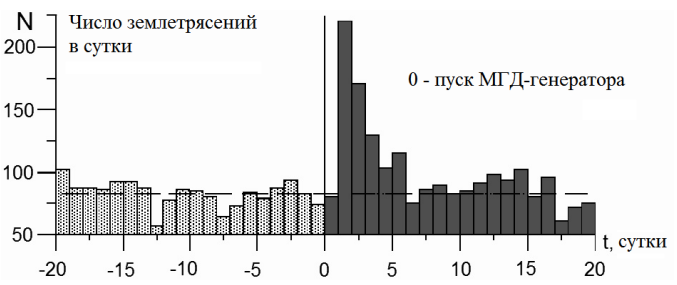


Рисунок 6. Суточное число землетрясений в верхнем слое (0–5 км) Бишкекского геодинамического полигона (Северный Тянь-Шань) до (<0) и после (>0) пуска МГД-генератора.

В результате статистического анализа региональной сейсмичности в обоих регионах (Памир и Северный Тянь-Шань, см. рисунки 5, 6) было установлено, что количество землетрясений после пуска МГД-генератора становится заметно выше, чем до него. Повышенный уровень сейсмической активности наблюдался в течение 3–6 дней после пуска МГД-генератора. Было высказано предположение, что электромагнитные импульсы, генерируемые МГД-установкой, приводят к глубокому и длительному изменению сейсмического процесса в исследуемом регионе и смежных территориях.

Во время серии экспериментов с импульсным МГД-генератором относительная доля более слабых сейсмических событий, сейсмическая активность региона и ее кластеризация возрастают. В настоящее время на Бишкекском геодинамическом полигоне выполняется электромагнитный мониторинг с использованием специального сильноточного источника — электроразведочной генераторной установки (ЭРГУ-600), обеспечивающей ток в диполе 600 А. В некоторых режимах зондирований энерговклад сопоставим с энергией слабого землетрясения ($\sim 10^8$ Дж) и превосходит энерговклад при пусках геофизических МГД-генераторов. Получены результаты об инициирующем влиянии электрических зондирований/энергетических воздействий на прирост слабой сейсмичности. Эффект аналогичен ранее отмеченному при пусках МГД-генераторов, но проявляется слабее [30]. Результаты статистического анализа вариаций сейсмического режима в результате искусственного электромагнитного воздействия подтверждаются данными мониторинга сейсмоакустической эмиссии в скважинах Бишкекского геодинамического полигона [31, 32], а также микросейсмичности [27], свидетельствующими об электромагнитной стимуляции трещинообразования в земной коре. Кроме того, результаты полевых экспериментов по электромагнитной триггерной сейсмичности подтверждены в многочисленных лабораторных экспериментах как по исследованию отклика акустической эмиссии (трещинообразования) образцов горных пород на электромагнитные импульсы на специальном прессовом оборудовании [33–36], так и по инициированию макрособытия (лабораторного "землетрясения") импульсом тока на пружинно-блочной модели, имитирующей сейсмогенный разлом [37].

Расчеты растекания тока от электрического диполя, запитываемого импульсным МГД-генератором "Памир-2"или электроимпульсной установкой ЭРГУ-600, для глубинной геоэлектрической структуры Тянь-Шаня в районе проведения полевых экспериментов [38] показали, что на глубине расположения очагов землетрясений в данном регионе (5–10) км плотность тока составляет 10^{-7}–10^{-8} А/м^2 [39]. Таким образом, плотность тока от искусственного источника, влияющего на региональный сейсмический режим, по порядку величины сопоставима с плотностью теллурических токов, генерируемых солнечными вспышками, что указывает на реальность существования солнечно-земных электромагнитно-сейсмических связей. Тем не менее, механизм взаимодействия электрического тока такой малой плотности с горными породами в напряженно-деформированном состоянии, приводящего к инициированию землетрясения, до сих пор неясен. В настоящее время предложены различные гипотезы электромагнитного инициирования землетрясений как за счет возбуждения вибраций в земной коре [40], так и стимуляции миграции флюида в разломную зону под действием внешних электрических воздействий [41], приводящих к снижению прочности сейсмогенного разлома. Следует отметить, что данные гипотезы имеют лишь феноменологический характер, и для их подтверждения требуется детальное теоретическое обоснование и экспериментальная проверка в лабораторных условиях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек может вызвать вариации плотности теллурических токов в сейсмогенных разломах, сопоставимые с плотностями тока, генерируемыми в земной коре искусственными импульсными источниками, используемыми для активного электромагнитного мониторинга (МГД-генераторы и электроимпульсные установки типа ЭРГУ-600). Следовательно, инициирование сейсмических событий возможно не только искусственными источниками электрического тока, но и солнечными вспышками.

В результате крупномасштабного в горизонтальном направлении возмущения проводимости нижней области ионосферы в присутствии внешнего электрического поля возможна генерация возмущений геомагнитного поля в диапазоне периодов единицы-десятки секунд. Амплитудно-временные характеристики сигнала определяются возмущением интегральных проводимостей ионосферы. В зависимости от соотношения между интегральными проводимостями Холла и Педерсена возмущенной ионосферы может наблюдаться осциллирующий и апериодический режимы магнитных возмущений. Для сильных возмущений проводимости ионосферы амплитуда пульсаций может достигать $\sim 10^2$ нТл. При этом, амплитуда горизонтальной компоненты электрического поля на поверхности Земли достигает 0.01 мВ/м, плотность электрического тока в литосфере — 10^{-6} А/м^2, а плотность мощности выделения тепла этим током — 10^{-7} Вт/м^3. Электрический ток в литосфере концентрируется в слоях с повышенной электрической проводимостью. Показано, что если в проводящем слое в литосфере на глубине 10 км проводимость выше в пять раз, то плотность тока там возрастает на порядок по сравнению с его значением на меньшей глубине. Амплитуда электрического тока в литосфере значительно больше для вспышек с быстрым фронтом нарастания излучения по сравнению с более медленными процессами ионизации ионосферы.

Результаты работы могут служить физической основой для использования нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений, основанного на электромагнитных триггерных эффектах. Данный подход сформулирован в работе [42], где в области подготовки катастрофического землетрясения, определенной на основе среднесрочного прогноза [43], предлагается вести мониторинг триггерных эффектов, результаты которого можно было бы использовать в системе краткосрочного прогноза землетрясений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-05-00962.

6. ПРИЛОЖЕНИЕ

Для решения уравнения (14) необходимо найти ядро $G(t)$, которое определяется формулами (12) и (13). Решение краевой задачи (12) получим, преобразовав это уравнение в систему уравнений первого порядка:

$$\frac{df}{dz} = g; \frac{dg}{dz} = q^2 f; q^2(z,s) = \mu_0 \sigma(z) s. \tag{17}$$

Определив функцию $R(z)$ по формуле $R = g/f$, получим для нее уравнение Риккати:

$$\frac{dR}{dz} + R^2 = q^2. \tag{18}$$

Будем полагать, что проводимость литосферы при $z < z_m$ постоянна и равна y_m. Как следует из этого уравнения, функция $R(z)$ при $z < z_m$ постоянна и равна $R(z_m) = q_m = \sqrt{\mu_0 \sigma_m s}$. Это равенство является граничным условием для уравнения Рикатти:

$$\frac{dR(z,s)}{dz} + R^2(z,s) = q^2(z,s). \tag{19}$$

$$R(z_m, s) = q_m = \sqrt{\mu_0 \sigma_m s}; z_m < z < 0. \tag{20}$$

Решение этого уравнения находится для каждого значения s и далее определяется его значение при $z = 0$. Так как, согласно (12), $f(0,s) = 1$, то, полагая $z = 0$, получим:

$$R(0,s) = \frac{g(0,s)}{f(0,s)} = \frac{df(z,0)}{dz}|_{z=0} \equiv f'(0,s). \tag{21}$$

Следовательно, ядро уравнения (14) имеет вид:

$$G(t) = L^{-1}\Big\{\frac{1}{1 + z_1 R(0,s)}\Big\}. \tag{22}$$

Обратное преобразование Лапласа производится с использованием алгоритма, изложенного в работе [44]. Определив ядро, уравнение (14) решается конечно-разностным методом на временном интервале $t = (0, t_m)$, аппроксимируя производную по формуле правой разности, а интеграл — по формуле прямоугольников:

$$E_i\left[(k+1)\Delta t\right] = \left[1 - \Omega(k\Delta t)\Delta t\right] E_i(k\Delta t) + \\ + \Omega_0(k\Delta t)\Delta t^2 \sum_{m=0}^{k} G\left[(k-m)\Delta t\right] E_i(m\Delta t) - \\ - \Omega_1(k\Delta t)\Delta t E_{ext}. \tag{23}$$

$$E_i(0) = 0; k = 0 \ldots n_0; n_0 = [t_m/\Delta t]. \tag{24}$$

Так как ядро оператора свертки $G(t)$ расходится при $t \to 0$ как $1/\sqrt{t}$, то эту интегрируемую особенность исключаем, представив ядро в виде:

$$G(t) \to G_{reg}(t) = G(t)\left[1 - \exp(-t)/t_{reg})^2)\right]. \tag{25}$$

Величина t_{reg} выбрана намного меньше характерных временных масштабов вариаций электромагнитного поля: $t_{reg} << 1$ с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wolf R 1853 *Philos. Magazine* **5** 67
2. Gribbin J 1971 *Science* **173** 558
3. Takayama T and Suzuki T 1990 *Bull Earthquake Res. Inst. of Tokyo Imperial Univ.* **8** 373–374
4. Zhang G Q 1998 *Acta Seismologica Sinica* **11** 495–500
5. Сытинский А Д 2004 *Докл. АН СССР* **209** 1078–1081
6. Сытинский А Д 1989 *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **2** 13–30

7. Сытинский А Д и Оборин Д А 1997 *Геомагнетизм и аэрономия* **37** 138–141
8. Соболев Г А, Шестопалов И П и Харин Е П 1998 *Физика Земли* **7** 85–90
9. Georgieva K, Kirov B and Atanasov D 2002 *J. Atmospheric Electricity* **22** 291–300
10. Love J J and Thomas J N 2013 *Geophys. Res. Lett.* **40** 1165–1170
11. Ruzhin Y Y and Novikov V A 2018 *Int. J. Electronics Appl. Res.*. **5** 1–10
12. Simpson I F 1968 *Earth Planet. Sci. Lett.* **3** 417–425
13. Сытинский А Д 1987 *Связь сейсмичности Земли с солнечной активностью и атмосферными процессами* (Ленинград: Л.: Гидрометеоиздат)
14. Боков В Н 2003 *Изв РГО РАН* **135** 54–65
15. Сасорова Е В и Левин Б В 2017 *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки* **4** 91–100
16. Соболев Г А, Закржевская Н А и Соболев Д Г 2012 *Вулканология и сейсмология* **2** 27–38
17. Sobolev G A, Zakrzhevskaya N A and Kharin E P 2001 *Phys. Solid Earth* **11** 62–72
18. Zakrzhevskaya N A and Sobolev G A 2002 *Izvestiya Phys. Solid Earth* **38** 249–261
19. Tarasov N T and Tarasova N V 2002 *Proc. 3 Int. Workshop on Magnetic, Electric and Electromagnetic Methods in Seismology and Volcanology* vol 38 (Moscow: Joint Inst. Phys. Earth) pp 249–261
20. Duma G and Ruzhin Y 2003 *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **3** 171–177
21. Tzanis A 2010 *Hellen J. Geosci.* **45** 307–316
22. Bell T F 1976 *J. Geophys. Res.* **81** 3316
23. Ляцкий В Б 1978 *Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений* (Ленинград: Л.: Наука)
24. Сорокин В М и Ященко А К 1990 *Геомагнетизм и аэрономия* **30** 425–428
25. Гутоп Ю В, Сорокин В М и Ященко А К 1993 *Геомагнетизм и аэрономия* **33** 79–85
26. Файнберг Э Б, Авагимов А А, Зейгарник В А и Васильева Т А 2004 *Физика Земли* **4** 54–62
27. Zeigarnik V, Avagimov A, Novikov V, Rybin A, Schelochkov G, Bragin V, Sychev V, Bogomolov L and Tarasov N 2002 *Geophys. Res. Abstr. EGU2018-15436-1* vol 1 (Vienna: EGU) p 20
28. Tarasov N T and Tarasova N V 2004 *Ann. Geophys.* **47** 199–212
29. Авагимов А А, Зейгарник В А и Ключкин В Н 2006 *Физика Земли* **10** 36–42
30. Богомолов Л М, Сычев В Н, Аладьев А В, Авагимов А А, Брагин В Д, Зейгарник В А, Закупин А С и Сычева Н А 2005 *Активный геофизический мониторинг литосферы Земли* (Новосибирск: СО РАН) с. 112–116
31. Гаврилов В А, Богомолов Л М и Закупин А С 2011 *Физика Земли* **11** 63–74
32. Закупин А С, Богомолов Л М и Мубассарова В А 2014 *Физика Земли* **5** 105–120
33. Соболев Г А и Пономарев А В 2003 *Физика землетрясений и предвестники* (Москва: М.: Наука)
34. Bogomolov L M, Il'ichev P V, Novikov V A, Okunev V I, Sychev V N and Zakupin A S 2004 *Ann. Geophys.* **47** 65–72
35. Лапшин В Б, Патонин А В, Пономарев А В, Потанина М Г, Смирнов В Б и Строганова С М 2016 *ДАН* **469** 97–101
36. Зейгарник В А и Ключкин В Н 2018 *Успехи прикладной физики* **6** 199–208
37. Novikov V A, Okunev V I, Klychkin V N, Liu J, Ruzhin Y and Shen X 2017 *Earthquake Sci.* **30** 167–172
38. Рыбин А К 2011 *Глубинное строение и современная геодинамика Центральноro Тянь-Шаня по результатам магнитотеллурических исследований* (Москва: М.: Научный мир)
39. Novikov V, Zeigarnik V, Konev Y and Rickman V 2017 *Eos Trans. AGU* **90** 112–116
40. Bogomolov L M 2010 *Phys. Mesomech.* **13** 39–56
41. Novikov V A and Novikova E O 2014 *Geophys. Res. Abstracts* **16** 12790
42. Sobolev G A 2011 *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **11** 445–458
43. Завьялов А Д 2006 *Среднесрочный прогноз землетрясений: основы, методика, реализация* (Москва: М.: Наука)
44. Stehfest H 1970 *Communications ACM* **13**

Исследование термического расширения систем Re–C и Mo–C эвтектического состава в области температуры плавления

В. Н. Сенченко и Р. С. Беликов
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: pyrolab@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 22 ноября 2018 г.

Аннотация. В данной статье рассмотрен метод исследования теплофизических свойств веществ при высоких давлениях и температурах, основанный на быстром объемном нагреве образцов импульсом электрического тока. В работе описана методика измерения линейных размеров исследуемых образцов с помощью съемки собственного свечения нагретого материала. При скорости нагрева порядка 10^6 К/с на созданной установке измерено линейное термическое расширение систем Re–C и Mo–C эвтектического состава. Исследование проведено в области высоких температур, вплоть до температуры плавления. https://doi.org/10.33849/2019204

1. ВВЕДЕНИЕ

Теплофизические свойства и линейное расширение электропроводящих тугоплавких веществ в области высоких температур от 2000 К до 5000 К представляют несомненный научный и технический интерес. Одним из методов исследования теплофизических свойств таких материалов является электрический нагрев с помощью импульсной методики на установке, подробно рассмотренной, например, в [1].

В настоящий момент данные по коэффициентам термического расширения системы Re–C и системы Mo–C эвтектического состава представляют практический интерес, например, при создании излучателей для высокотемпературных реперных точек температурной шкалы [2]. Коэффициенты термического расширения систем Re–C и Mo–C важно знать при конструировании температурных капсул, которые заполняются и нагреваются до температуры плавления эвтектического состава.

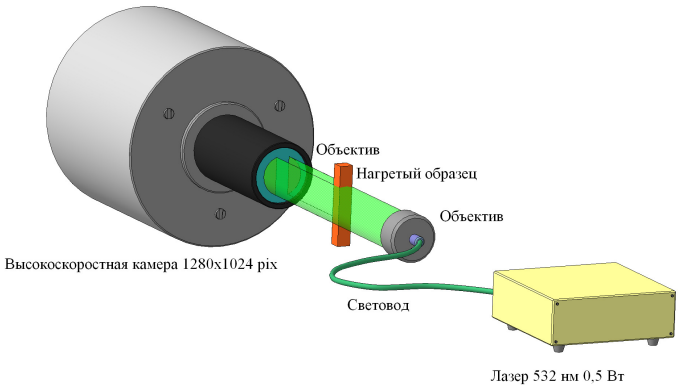


Рисунок 1. Упрощенная схема системы измерения линейного расширения.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Методика измерения таких теплофизических свойств, как удельная изобарная теплоемкость, энтальпия и электросопротивление, описана, например, в [3], где можно также найти данные по температурным зависимостям указанных свойств системы Mo–C эвтектического состава. Остановимся подробнее на методике измерения линейного коэффициента термического расширения. На рисунке 1 показаны основные принципы методики измерения линейного расширения образца в процессе быстрого электронагрева. С помощью телецентрического объектива изображение передней поверхности образца формируется на КМОП матрице высокоскоростной камеры «ВидеоСпринт» с разрешением 1280 × 1024 пикселей с увеличением 9. Максимальная частота захвата полного кадра составляет 500 Гц, а при сокращении числа строк до 2 частота составляет 250 кГц, минимальное время экспозиции составляет 2 мкс. Размер пикселя матрицы составляет 12 × 12 мкм, а динамический диапазон — 59 дБ. Таким образом, 10-битные монохромные изображения позволяют использовать методы распознавания границ объекта измерения с высокой точностью и измерять изменение поперечного размера образцов с точностью вплоть до 5% при температурах порядка 3000 К и размере образцов около 1 мм. Камера имеет вход внешней синхронизации, который обеспечивает запуск измерения в заданное время. Задержка запуска камеры составляет не более 2 мкс.

На рисунке 2 представлены 2 кадра, полученные в эксперименте с применением комбинации теневой фотосъемки и регистрации собственного теплового свечения образца. Теневая фотосъемка применяется предварительно до начала эксперимента при комнатной температуре для определения начальных размеров образца, кадр такой съемки приведен в верхней половине рисунка. В процессе эксперимента при нагреве до высоких температур образец начинает равномерно светиться, используется видеосъемка собственного свечения, по ширине светящейся области на фотографии определяется размер нагретого образца. Кадр свечения образца, изготовленного из системы Re–C эвтектического состава, и нагретого до температуры около 2500 К приведен в нижней половине рисунка. Линейный размер образца на рисунке составляет около 1 мм, время нагрева 2 мс, экспозиция при съемке собственного свечения образца 100 мкс, размер кадра 1280 × 100 пикселей. В течение одного эксперимента длительностью около 3 мс камера успевает сделать порядка 15 кадров.

Обработка цифровых изображений производилась в программе ImageJ, что позволяло получить данные о

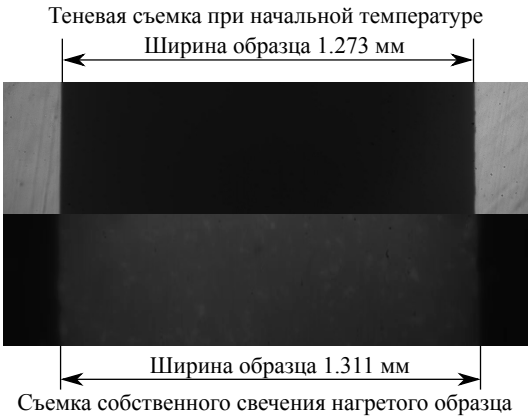


Рисунок 2. Измерение линейного расширения системы Re–C эвтектического состава при помощи теневого изображения при комнатной температуре (сверху) и собственного теплового свечения образца при высокой температуре (снизу).

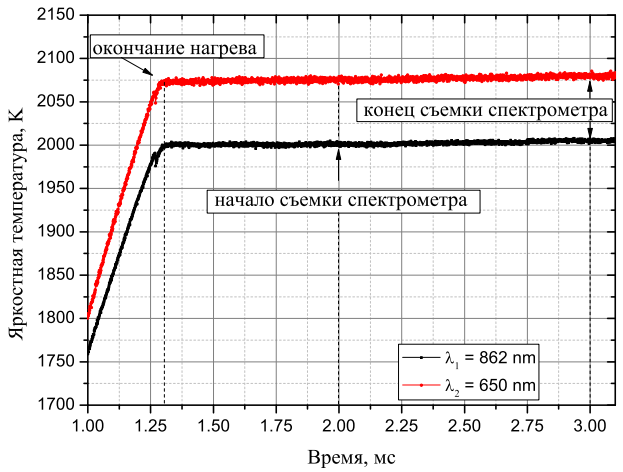


Рисунок 3. Яркостные термограммы нагретого до 2330 K образца Mo–C эвтектического состава.

линейных размерах образца с точностью до одного пикселя. Границы определялись путем измерения ширины на полувысоте кривой распределения интенсивности в каждом из кадров [4].

В ходе эксперимента с помощью двухканального пирометра измерялась яркостная температура поверхности образца. Полученные в одном из экспериментов термограммы для двух яркостных температур на длинах волн 0.650 мкм и 0.862 мкм показаны на рисунке 3. Температурные измерения осуществлялись спектральным методом, позволяющим измерять истинную температуру тел с неизвестной излучательной способностью, в частности карбидов. С помощью высокоскоростного спектрометра определялась температура образца после прекращения нагрева при заданной температуре. Исследуемый образец нагревался до требуемой температуры за время около 1.25 мс. Затем с задержкой 750 мкс после завершения нагрева, происходил запуск спектрометра.

Таким образом, с помощью спектрометра со временем экспозиции 1.05 мс после завершения нагрева снимался спектр теплового излучения образца в диапазоне

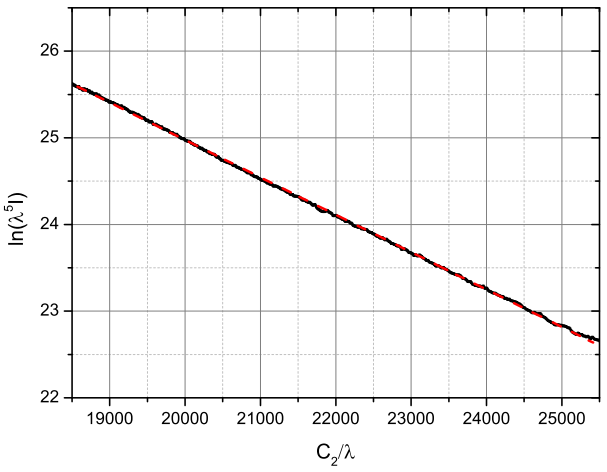


Рисунок 4. Спектр излучения нагретого до температуры около 2330 K образца $MoC_{0.82}$, представленный в виновских координатах.

длин волн 400–580 нм. Для определения температуры нагретого тела с помощью спектра излучения удобно перейти к зависимости $ln(I \times \lambda^5)$ от C_2/λ [5, 6], где I — интенсивность теплового излучения в Вт×см$^{-2}$× мкм$^{-1}$, λ — длина волны в мкм, $C_2 = 14388$ мкм×K — пирометрическая константа. Результат представления полученного с помощью спектрометра спектра свечения нагретого образца из $MoC_{0.82}$ в так называемых виновских координатах приведен на рисунке 4. По наклону прямой в данных координатах можно установить температуру нагретого тела. В предположении слабой линейной зависимости излучательной способности материала от длины волны в данном диапазоне температур, точность такого метода для большого числа каналов можно признать достаточной [7]. К примеру, типичная точность для 256 каналов составляет около 50 K, а согласно приведенным в [7] иллюстрациям, погрешность для используемого числа каналов (2048) оценивается приблизительно в 25 K.

Аппроксимация экспериментальных данных прямой с помощью метода наименьших квадратов дает величину $R_{square} = 0.99986$, что отражает высокую точность аппроксимации и, тем самым, подтверждает изначальные предположения об отсутствии выраженной зависимости излучательной способности исследуемого вещества от длины волны. Вычисленная таким образом температура равна 2330 ± 25 K. Подробно реализация данной методики рассмотрена в работе [8].

Следует отметить, что конструкция крепления образцов была сделана подвижной для обеспечения свободного расширения образца вдоль его продольной оси. Схема подвижной цанги крепления образца изображена на рисунке 5. Крепление выполнено из латуни, шток и тоководы — из меди, изоляционный вкладыш из фторопласта обеспечивает скольжение штока вдоль оси образца.

Расчет силы, возникающей за счет упругости ленточных медных тоководов, обеспечивающих подвижность штока, дает величину ≈ 0.1 Н. Оценка вызванного

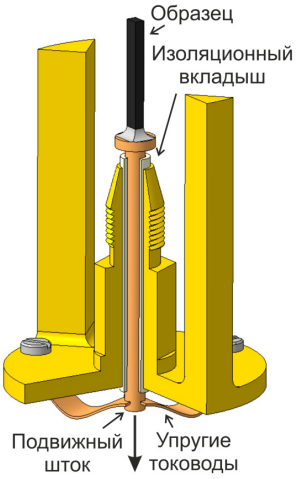


Рисунок 5. Схема подвижной цанги крепления образца в разрезе.

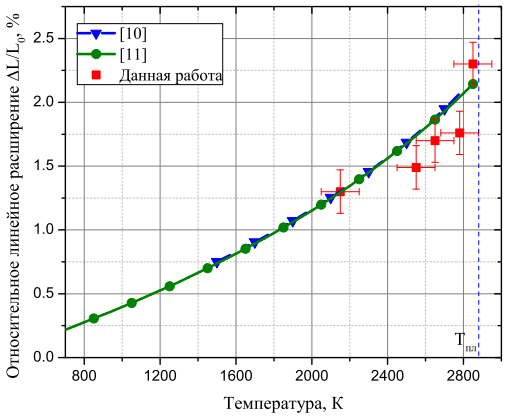


Рисунок 6. Относительное линейное термическое расширение молибдена в сравнении с литературными данными [10] и [11].

подобными силами изменения длины образца при нагреве от комнатной температуры до температуры плавления на примере пиролитического графита дает величину ≈ 1 нм, что значительно меньше регистрируемого термического расширения. Отметим, что оценка вклада сил трения между подвижным штоком и изоляционным вкладышем, а также вклада инерционных сил, дает величину значительно меньшую, чем вклад упругой силы ленточных тоководов. Отсюда можно сделать вывод, что процесс термического расширения образца вдоль его продольной оси в эксперименте следует считать свободным.

Следует упомянуть, что все измерения проводились при высоком статическом давлении окружающего образец инертного газа аргона (порядка 300 бар), что препятствовало развитию электрического пробоя вдоль поверхности образца.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ЭВТЕКТИЧЕСКИХ СОСТАВОВ MO–C И RE–C

Надежность разработанной методики для измерения относительного линейного расширения тугоплавких электропроводных веществ по анализу изображений теплового свечения образца подтверждается хорошим согласием полученных экспериментальных данных с имеющимися в литературе для таких веществ, как, например, пиролитический графит [9]. Кроме того, предварительно были проведены эксперименты на образцах из Mo при различных скоростях нагрева, которые продемонстрировали согласие между полученными экспериментальными данными по линейному коэффициенту термического расширения с имеющимися литературными. В качестве иллюстрации на рисунке 6 приведена зависимость измеренного в экспериментах линейного термического расширения молибдена. Полученные данные согласуются в пределах погрешности с имеющимися в литературе экспериментальными [10] и расчетными данными [11].

Для исследования линейного расширения системы $ReC_{0.3}$ была проведена серия из 9 экспериментов, в которых фиксировалось плато эвтектического плавления с температурой 2753 ± 30 K. Литые образцы изготавливались из порошков графита чистотой 99.995%, рения чистотой 99.98% и молибдена чистотой 99.98%, путем плавки в графитовом тигле при температурах около 3200 K для системы Re–C и около 2900 K для системы Mo–C в атмосфере аргона. Из слитка изготавливались образцы в виде прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами около $1.5 \times 2.0 \times 17$ мм.

Для системы Mo–C эвтектического состава были проведены рентгенографические исследования, которые для полученных поликристаллических образцов показали, что образцы до эксперимента включали две основные фазы: Mo_2C — ромбическую, пространственная группа Pbcn (77%) и MoC — гексагональную, пространственная группа $P6_3/mmc$ (23%), а также небольшое количество свободного углерода. Выполненные после проведения эксперимента рентгенографические исследования показали, что фазовый состав кристалла $MoC_{0.82}$ после его нагрева до температуры 2300 K существенно не изменяется и сохраняет близкое соотношение между присутствующими карбидными фазами (80% и 20% соответственно).

Проведенные до эксперимента рентгенографические исследования $ReC_{0.3}$ продемонстрировали отсутствие взаимодействия между двумя составляющими данного вещества, то есть наличие в веществе двух фаз: гексагонального металлического рения, пространственная группа $P6_3/mm$ (структурный тип магния) и графита. Данный факт объясняется невозможностью формирования стабильных фаз карбида рения при давлении, используемом в эксперименте. На рисунке 7 представлена фазовая диаграмма системы рений–углерод, стрелкой показана исследуемая стехиометрия.

На рисунке 8 представлена фотография собственного свечения образца Re–C в момент начала плавления 2750 ± 30 K, соответствующая моменту завершения импульса тока длительностью 3.0 мс. Рисунок демонстрирует высокую однородность теплового свечения образца, что свидетельствует о хорошей однородности его температурного поля в момент завершения нагрева.

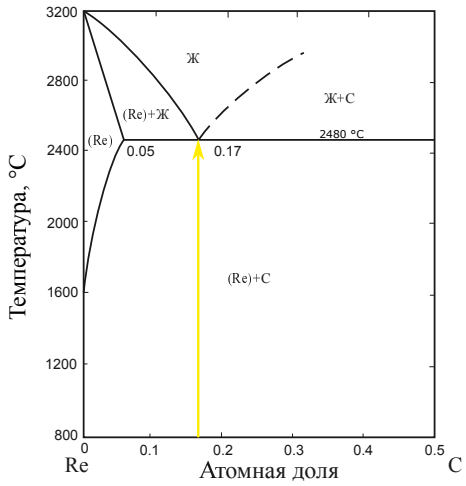


Рисунок 7. Фазовая диаграмма системы рений–углерод.

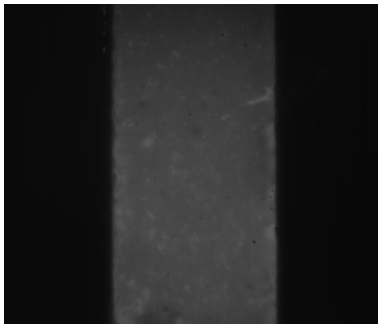


Рисунок 8. Кадр собственного свечения образца системы Re–C эвтектического состава в момент завершения нагрева.

Измеренный в экспериментах средний коэффициент линейного термического расширения для системы Re–C эвтектического состава в интервале температур от 2000 K до температуры плавления 2750 ± 30 K составляет $\bar{\alpha} = 2 \times 10^{-5}$ K^{-1}. К сожалению, недостаточное число экспериментов не позволило получить температурную зависимость коэффициента расширения системы Re–C эвтектического состава в данном температурном интервале.

В ходе проведенных экспериментов по измерению термического расширения системы Mo–C эвтектического состава в интервале температур от 2350 K приблизительно до температуры плавления 2860 ± 30 K была получена зависимость линейного термического расширения от температуры, что позволяет рассчитать коэффициент термического расширения исследуемого материала в указанном диапазоне температур. Полученные значения линейного термического расширения представлены на рисунке 9, $\bar{\alpha} = 10.1 \times 10^{-6}$ K^{-1}. На рисунке приведены для сравнения данные для стехиометрического карбида молибдена, так как данные для эвтектического состава в литературе отсутствуют.

Ограничение данных по температуре снизу для исследованных веществ (2000 K для системы Re–C и 2350 K для системы Mo–C) связано с недостаточно ярким свечением образца при более низких температурах, не позволявшим в экспериментах измерять ширину образца.

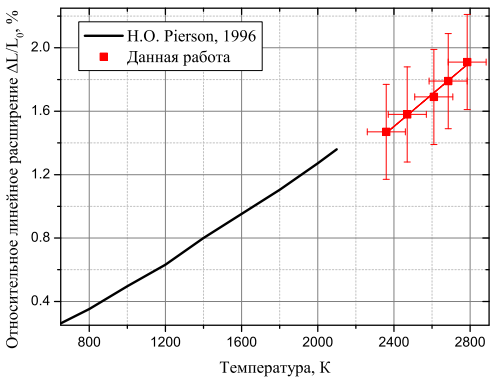


Рисунок 9. Температурные зависимости термического расширения Mo_2C из [12] и полученные экспериментальные данные для $MoC_{0.82}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная методика исследования с прерыванием греющего импульса позволяет определять удельные теплофизические свойства тугоплавких электропроводных веществ при высоких давлениях и температурах. Также, благодаря тому, что измерения проводятся в интервале температур выше 2000 K, методика позволяет определять относительное линейное расширение исследуемых образцов с помощью съемки собственного теплового свечения нагретого материала в области высоких температур с погрешностью до 5%. При скорости нагрева порядка 10^6 K/c на созданной установке измерено линейное термическое расширение систем Re–C и Mo–C эвтектического состава в интервале высоких температур, вплоть до температуры плавления.

Данная работа выполнена при поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 18-08-00923.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Senchenko V N, Belikov R S and Popov V S 2015 *J. Phys.: Conf. Ser.* **653** 012100
2. Yamada Y, Khlevnoy B, Wang Y, Wang T and Anhalt K 2006 *Metrologia* **43** 140–4
3. Senchenko V N, Belikov R S and Popov V S 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012020
4. Визильтер Ю В, Желтов С Ю и Бондаренко А В 2010 *Обработка и анализ изображений в задачах машинного зрения* (Москва: Физматкнига)
5. Magunov A N 2009 *Instrum. Exp. Tech.* **52** 451–72
6. Магунов А Н 2012 *Спектральная пирометрия* (Москва: Физматлит)
7. Stepanov S V and Sheindlin M A 2017 *High Temp.* **55** 821–7
8. Сенченко В Н и Беликов Р С 2018 *Известия вузов. Физика* **61** 9/2 157–60
9. Senchenko V N and Belikov R S 2018 *J. Phys.: Conf. Ser.* **946** 012105
10. Miiller A P and Cezairliyan A 1985 *Int. J. Thermophys.* **6** 695–704
11. Bodryakov V Y 2014 *High Temp.* **52** 840–5
12. Pierson H O 1996 *Handbook of Refractory Carbides and Nitrides: Properties, Characteristics, Processing, and Applications* (New Jersey: Noyes Publications)

Экспресс-диагностика литий-тионилхлоридных источников тока с использованием шумовой спектроскопии

Е. И. Школьников, Е. М. Петренко, В. А. Семенова и Д. Е. Вервикишко
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: vitkina-darya@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2019 г.

Аннотация. В работе рассмотрен метод получения достоверной информации о степени разряженности литиевых химических источников тока (ЛХИТ) путем обработки параметров их шумовых характеристик. На сегодняшний день для решения проблемы оценки степени разряженности ЛХИТ используются микрокалориметрия и спектроскопия электрохимического импеданса. Микрокалориметрия может прогнозировать качество источника тока, но не может независимо оценить остаточную энергоемкость. Метод импедансной спектроскопии весьма эффективен только в диапазоне остаточной емкости менее 50% и менее точен в диапазоне 50–70%. Для расширения диапазона определения остаточной емкости в область от 100% и менее, в статье рассмотрена возможность применения метода шумовой спектроскопии. Этот способ не требует внешнего воздействия на ЛХИТ, то есть может использоваться для неразрушающего контроля, не влияющего на нормальное функционирование исследуемых объектов. Обобщение и анализ результатов измерений электрохимических шумов химических источников тока (ХИТ) показали возможность применения шумовой спектроскопии для оценки текущего состояния первичных ХИТ. Экспериментально определено влияние на точность измерений параметров окружающей среды и рассмотрены способы минимизации этого влияния. Предложенные способы обработки результатов измерений электрохимических шумов ХИТ позволили найти корреляционные зависимости между шумовыми параметрами и остаточной емкостью тестируемых ХИТ. Они послужили основой для построения калибровочных кривых. Эти кривые позволяют определять остаточную емкость ЛХИТ в диапазоне 100–30%, который является наиболее интересным с точки зрения реальной эксплуатации. https://doi.org/10.33849/2019205

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка методов прогнозирования поведения электрохимических систем и устройств является важной задачей, для решения которой необходима оценка состояния их параметров в процессе длительной эксплуатации. Наибольшие сложности возникают при оценке текущего состояния химических источников тока (ХИТ), разрядные характеристики которых практически не зависят от степени их разряженности (например, литий-тионилхлоридные, литий-ионные, никель-кадмиевые источники). Вопрос оценки их текущего состояния имеет большое значение с точки зрения возможности использования в аппаратуре, к которой предъявляются требования высокой надежности. Такая оценка, в первую очередь, должна давать информацию о степени разряженности предполагаемых к применению источников тока. Ее определение имеет большое значение для первичных (неперезаряжаемых) источников тока, а в ряде случаев и для аккумуляторов. Для решения задачи диагностирования текущего состояния первичных литиевых ХИТ (степени их разряженности) в настоящее время используется два методических подхода: микрокалориметрия и импедансная спектроскопия.

Известно, что сохраняемость ХИТ в значительной мере определяется скоростью побочных химических процессов, приводящих к расходованию активных веществ. В результате протекания этих процессов часть энергии, заключенная в активных массах ХИТ, преобразуется не в электрическую, а в тепловую энергию, т.е. происходит саморазряд ХИТ. Таким образом, интенсивность теплового излучения ХИТ пропорциональна интенсивности побочных процессов. Исходя из результатов этих исследований, удается достаточно корректно определить скорость внутреннего саморазряда источника тока, что дает возможность прогнозировать срок его сохранности и работоспособности.

Следует отметить, что определение тепловыделения для проверки качества и прогнозирования сохраняемости литиевых ХИТ требует использования прецизионных микрокалориметров и занимает достаточно продолжительное время. В связи с этим, поскольку данный метод сложно реализовать с помощью быстродействующих портативных приборов, он может использоваться только в исследовательских центрах и крупных лабораториях. Кроме того, микрокалориметрия, по существу, может прогнозировать, но не оценивать текущую величину остаточной энергоемкости без дополнительной информации. Второй из упомянутых выше методических подходов, импедансная спектроскопия, является чувствительным инструментом неразрушающего контроля литиевых ХИТ, так как импеданс зависит от их внутреннего состояния, в том числе, от степени разряженности и наличия всевозможных дефектов. Этот метод весьма эффективен в диапазоне остаточной емкости от 0 до 50%. В диапазоне от 50 до 70% точность метода снижается. В диапазоне же от 100 до 70% определение остаточной емкости представляется весьма затруднительным, вследствие отсутствия заметного изменения информативного параметра в пределах его абсолютного отклонения от средней величины.

Очевидно, что дальнейшее развитие методики диагностирования состояния литиевых ХИТ требует привлечения и других независимых подходов, в частности метода шумовой спектроскопии. В работе для расширения диапазона диагностики остаточной емкости в об-

ласть высоких значений остаточной емкости использована шумовая спектроскопия в качестве физически независимого метода диагностирования состояния ХИТ.

Использование шумовой спектроскопии обусловлено тем, что шумы присутствуют в любых системах и средах. Они тесно связаны с протекающими в них физико-химическими процессами. Эти процессы сопровождаются движением и взаимодействием носителей заряда, возбуждением и излучением электромагнитных колебаний, которые увеличиваются с ростом дефектов, как в режиме разомкнутой цепи, так и под нагрузкой.

Шумовая методика диагностирования получила широкое распространение в изучении таких электрохимических процессов, как коррозия, выделение газа, изменение концентрации или кинетики, а также процессов, протекающих в топливных элементах. Достоинством метода спектроскопии электрохимических шумов является то, что проведение соответствующих измерений, направленных на анализ внутренних электрохимических процессов, протекающих в ХИТ, не предполагает какого-либо возмущения электрохимической системы внешними зондирующими сигналами. Тем самым метод является пассивным, и может использоваться для контроля, не нарушающего нормального функционирования исследуемых объектов.

Обычно в диагностике электрохимических систем распространены методы, основанные на подавлении и фильтрации шумов с целью выделения «полезного сигнала». Игнорирование шумов приводило к потере значительной части информации о состоянии исследуемого объекта и, как следствие, к уменьшению надежности метода в целом и достоверности конкретного диагноза в частности.

Процессы в электрохимических источниках тока, находящихся как в бестоковом состоянии, так и при поляризации, сопровождаются флуктуационными явлениями — шумами. В общем случае различают электрохимические флуктуации двух типов: равновесные шумы, обусловленные тепловым движением частиц электрохимической системы, и неравновесные шумы, обусловленные микро- и макрогетерогенностью поверхности электродов и изменением состояния поверхности во времени. Поверхность твердых электродов кристаллографически и энергетически неоднородна, а потому на границе раздела электрод/электролит всегда имеют место мгновенные локальные флуктуации потенциала. Колебания потенциала в случае электрода с неравновесным шумом способствуют возникновению элементарных анодных и катодных электрохимических процессов.

На электродах, используемых в электрохимических источниках тока, кроме токообразующих процессов часто протекают различные коррозионные процессы. Поэтому шумы электрохимических источников тока имеют много общего с шумами коррозионных систем. Их уровень зависит от многих факторов, приводящих к изменению электрохимической гетерогенности межфазной границы и к активации поверхности электрода. Среди этих факторов — природа электрода и электролита, химическая или механическая обработка, травление, наличие инородных включений, примесей и т.д.

При изучении коррозии, наряду с рентгеновской фотоэлектронной и электрохимической импедансной спектроскопией, сканированием Кельвина, сканирующей электронной и акустической микроскопией, используется и метод шумовой диагностики. Преимущество последнего — в возможности неразрушающего контроля поверхности [1].

Несмотря на то, что вышеупомянутые методы исследования находят широкое применение, они имеют ограничения в том, что обеспечивают информацию лишь об условиях равномерной коррозии и зависят от окружающей среды, металлического материала и типа коррозии. Допущение, согласно которому скорость коррозии пропорциональна измеренному переносу заряда или сопротивлению поляризации, становится необоснованным, потому что коррозия имеет локальный характер. Эти проблемы решали путем контроля локальной коррозии посредством использования анализа электрохимического шума потенциала [2, 3].

Литиевый химический источник тока (ЛХИТ) является типичной коррозионной системой. Контакт лития с апротонными растворами сопровождается растворением лития и разложением электролита с образованием пассивирующей твердоэлектролитной пленки. Эта пленка обладает свойствами ионпроводящего твердого электролита и не препятствует протеканию на электроде токообразующих процессов. В то же время она изолирует литий от прямого контакта с электролитом и существенно снижает скорость его дальнейшей коррозии. Энергетическая неоднородность поверхности лития является причиной того, что процесс коррозии и продукты коррозии неравномерно распределены на поверхности металла, вследствие чего и возникает флуктуация потенциала, т.е. электрохимические шумы. Они, в свою очередь, зависят от состояния поверхности лития, от природы электролита, степени разряда, величины разрядного тока и времени хранения источника тока. При поляризации литиевого электрода пассивирующая пленка растрескивается и разрушается, что локально обнажает активную поверхность металла и сопровождается усилением локальной коррозии лития. Это создает условия, увеличивающие неоднородность поверхности, что, в свою очередь, приводит к возникновению интенсивных неравновесных электрохимических шумов.

В ряду ЛХИТ значительный интерес представляют литий-тионилхлоридные элементы. Они обладают высоким значением удельной энергии, которое превышает 600 Вт*ч/кг. Такие элементы имеют высокое разрядное напряжение (3.3–3.6 В) и стабильную разрядную характеристику. В них отсутствует газовыделение при герметичном исполнении элементов. Температурный диапазон работоспособности весьма широк: от −70 до +70°C. В качестве электролита обычно используется раствор $LiAlCl_4$ в чистом $SOCl_2$ с концентрацией 1,8 моль/дм^3. Общепринятой в настоящее время является токообразующая реакция

$$2SOCl_2 + 4Li \longrightarrow 4\ LiCl + SO_2 + S.$$

В процессе разряда напряжение ЛХИТ практически не изменяется, и резко спадает при полном его разряде. Поэтому определение степени разряженности таких элементов является сложной задачей. Одним из способов ее решения может быть исследование электрохимических шумов. Электрохимические шумы в случае литий-тионилхлоридных элементов обусловлены характерными процессами активации и пассивации при работе не только литиевого анода, но и пористого угле-

родного катода. По мере разряда и саморазряда в этих элементах меняется состояние и состав обоих электродов, меняется степень микро- и макрогетерогенности, локальной или общей запассивированности электродов, что отражается на флуктуациях напряжения литий-тионилхлоридного элемента.

Так на поверхности катода формируется и растет пленка нерастворимых продуктов электрохимического процесса, в основном хлорида лития и серы. Указанные продукты блокируют поверхность углеродного катода и забивают его поры, что вызывает уменьшение объема электролита, где могут осаждаться продукты разряда. Продукты электрохимического процесса неравномерно распределены в порах катода, вследствие чего и возникают флуктуации потенциала катода, дающие вклад в электрохимические шумы ЛХИТ.

Растворяющийся в ходе разряда литиевый анод также претерпевает изменения, связанные с неравномерным растворением лития и с локальным обнажением токоотвода из коррозионно-стойкого металла (никеля или нержавеющей стали). Это в той или иной степени сказывается на внутреннем сопротивлении разряжаемого элемента и на потенциале литиевого электрода. Процесс коррозии и его продукты статистически неравномерно распределены по поверхности металла под пленкой, вследствие чего и возникают флуктуации потенциала, дающие свой вклад в электрохимические шумы ЛХИТ.

Указанные явления на разных стадиях разряда могут быть разными, что должно отражаться на шумовых характеристиках. Электрохимические шумы зависят от режима функционирования ЛХИТ. В бестоковом режиме ЛХИТ флуктуации потенциала малы, что является следствием наличия на поверхности лития устойчивой пассивной пленки. При разряде малыми токами (порядка 50 мкА/см^2) процесс подпленочного растворения лития интенсифицируется, при этом состояние поверхности литиевого электрода незначительно изменяется. Это сопровождается возрастанием амплитуды электрохимических шумов. При разряде большими токами (порядка 1мА/см^2) происходит активация литиевого электрода и деструкция (растрескивание) поверхностной пассивной пленки, что сопровождается резким возрастанием амплитуды флуктуаций потенциала и тока электрода [4]. В процессе анодной поляризации литиевого электрода происходит растворение лития под пассивной пленкой, через которую ионы Li+ переходят в электролит, и под пленкой образуется пустота. Если пленка эластичная, то она может прижиматься к металлу. В случае более жесткой пленки, возможно ее растрескивание. При этом возрастает площадь обнаженной активированной поверхности и увеличивается общая гетерогенность поверхности электрода, что может сопровождаться ростом интенсивности шумов. Одновременно протекает параллельный процесс пассивирования обнаженной поверхности, устанавливается динамическое (квазистационарное) равновесие.

В случае быстрой пассивации лития поверхность металла, обнажающаяся в результате растрескивания пленки, интенсивно пассивируется, что способствует снижению гетерогенности поверхности, что может приводить к понижению уровня шума. При медленной пассивации гетерогенность возрастает, и интенсивность флуктуаций потенциала возрастает. Естественно, что флуктуационные характеристики ЛХИТ в ходе разряда должны меняться, и их изменение должно быть связано со степенью разряженности. В работе [5] сделаны попытки установить эту связь на примере ЛХИТ бобинного и рулонного типов (элементы производства французской компании SAFT). Полученные результаты показали закономерную динамику мощности электрохимических шумов.

Проведенный анализ позволяет осуществлять обоснованный поиск коррелятов между шумами и физико-химическими процессами в ЛХИТ, а, следовательно, и со степенью их разряженности. При использовании метода спектроскопии электрохимических шумов для диагностики ХИТ имеется сложность в его технической реализации. Аппаратурное обеспечение метода шумовой спектроскопии осложнено тем, что исследование флуктуаций электрических параметров ХИТ — довольно специфическая техническая задача и готовых серийных вариантов ее аппаратурного решения не существует. В такой ситуации необходимо было провести разработку нестандартных подходов с учетом конкретных особенностей исследуемого объекта. Среди этих особенностей, прежде всего, следует отметить трудности регистрации предельно малых исследуемых сигналов, которые могут достигать достаточно низкого уровня, сравнимого с фундаментальными джонсоновскими шумами на фоне постоянной составляющей напряжения ХИТ. Кроме того, искажающее влияние могут оказывать случайные внешние факторы, такие как электромагнитные наводки, температурная нестабильность, неизбежные механические микровибрации и прочее. Эти факторы, хотя и оказывают всего лишь незначительное воздействие, но при выполнении прецизионных шумовых измерений могут существенно искажать и даже полностью блокировать регистрацию сигналов, обусловленных именно внутренними исследуемыми процессами в тестируемых ХИТ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

С учетом перечисленных выше особенностей было разработано устройство для регистрации и обработки электрохимических шумовых сигналов ХИТ. Оно включает в себя ложемент для размещения ЛХИТ и прецизионный 24-х разрядный аналого-цифровой преобразователь типа AD 7177 («Analog Devices»). Такая аппаратура позволяет измерять шумовые сигналы на фоне единиц вольт с амплитудой, минимальный уровень которой не превышает долей микровольт. При этом собственный шум аппаратуры на порядок ниже этого минимального уровня.

С помощью данной измерительной аппаратуры мы регистрировали временные ряды флуктуаций напряжения ЛХИТ. Выборка содержала 50000 отсчетов. Частота дискретизации была равна 200 Гц. В ходе отработки методики в работе рассмотрено влияние внешних дестабилизирующих факторов на шумовые характеристики: резкое изменение температуры окружающей среды, естественный электромагнитный и микросейсмический фон. Для анализа влияния температуры окружающей среды были проведены измерения шумовых характеристик ХИТ при воздействии на них термоизлучающего

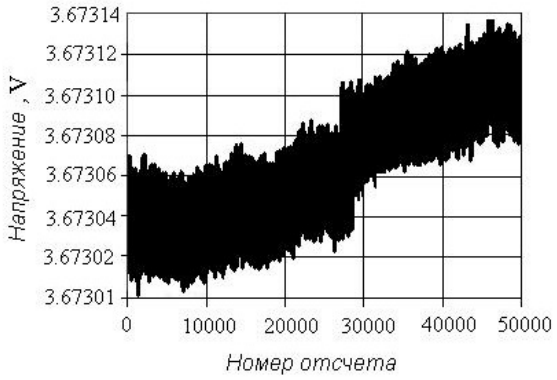


Рисунок 1. Измерения шумовых характеристик ХИТ при воздействии на них термоизлучающего устройства.

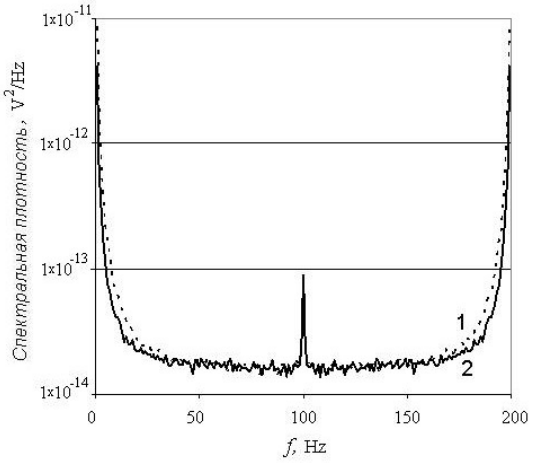


Рисунок 2. Фурье-спектры шума, показывающие влияние демпфирования (ослабление/устранение микросейсма).

устройства. Результаты измерений представлены на рисунке 1.

Из полученных результатов следует, что в момент воздействия термоизлучающего устройства, обеспечивающего достаточно быстрое увеличение температуры окружающей среды от +20 до +400 °C, наблюдается изменение среднего значения напряжения разомкнутой цепи, хотя и без существенного изменения параметров электрохимических шумов. Таким образом, колебания температуры могут внести дополнительную погрешность в измерения. Это вызывает необходимость обеспечить термостабилизацию исследуемых ХИТ.

Для исключения искажающего влияния микросейсмических факторов, таких как неизбежные механические микровибрации, применяли установку устройства на упругую демпфирующую пластину. Результаты испытания экспериментального образца устройства в условиях естественного микросейсмического фона представлены на рисунке 2. Как видно, фон оказывает лишь незначительное воздействие. Тем не менее, был сделан вывод, что при выполнении прецизионных шумовых измерений следует минимизировать внешние микровибрации. Они могут искажать регистрацию сигналов, обу-

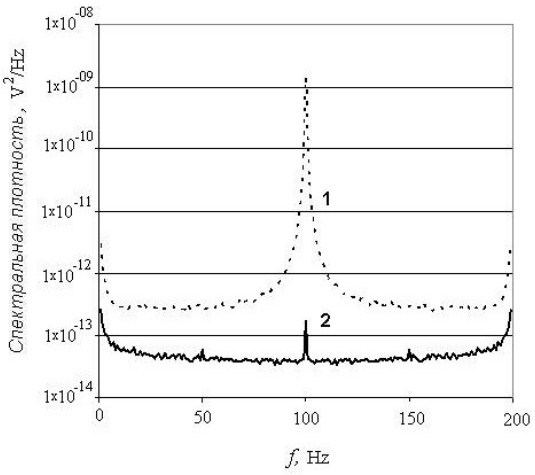


Рисунок 3. Фурье-спектры шума, показывающие влияние экранирования.

словленных именно внутренними исследуемыми процессами в тестируемых ХИТ.

Испытания экспериментального образца устройства под влиянием внешних электромагнитных излучений представлены на рисунке 3.

Из представленной зависимости видно существенное влияние внешних электромагнитных излучений на электрохимические шумовые характеристики. Таким образом, для уменьшения влияния внешних электромагнитных излучений на ЛХИТ необходимо обязательное применение экранирования блока ложементов.

Результаты исследования электрохимических шумов ХИТ позволили проанализировать различные способы их обработки. Для обработки и анализа результатов соответствующих экспериментальных исследований нами была изучена возможность применения преобразования Фурье, Добеши и Чебышёва для анализа дискретных спектров электрохимического шума литиевых химических источников тока (ЛХИТ), находящихся при напряжении разомкнутой цепи (НРЦ) [6]. Все три подхода — Фурье, Добеши и Чебышёва — ведут к совместимым между собой оценкам интенсивности дискретных спектров электрохимического шума ЛХИТ. Выбор конкретного вида и типа обработки во многом зависит от анализируемых сигналов и типа исследуемого источника тока. При практическом использовании выбор метода обработки и анализа информации всегда остается за исследователем. В данной работе для математической обработки полученных результатов мы использовали Фурье-преобразование по алгоритму, рассмотренному нами ранее в [6].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве объектов исследования в настоящей работе использовали первичные литиевые химические источники тока типа LS-33600 производства фирмы SAFT (Франция) (ЛХИТ). Проведенные измерения на серии ЛХИТ в количестве 80 штук позволили проанализировать различные способы обработки шумового сигнала, провести поиск корреляционных зависимостей между степенью разряженности элементов и шумовыми пара-

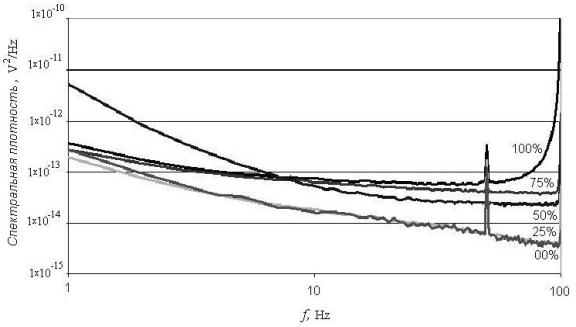


Рисунок 4. Усредненные размерные спектры шума для разных степеней разряженности ЛХИТ.

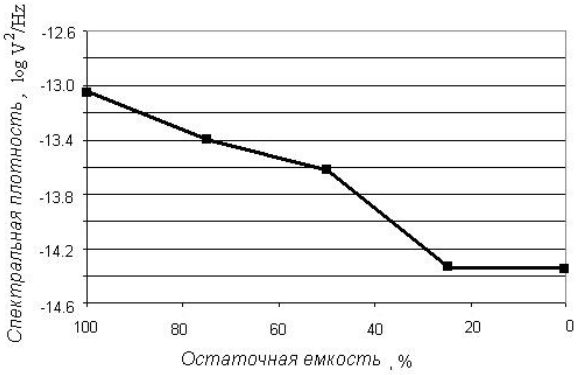


Рисунок 5. Зависимость усредненной спектральной плотности шума от остаточной емкости ЛХИТ.

метрами, на основании чего были построены соответствующие калибровочные кривые.

Анализ изменений полученных значений стандартного отклонения сигнала во времени, наклона шумового сигнала и НРЦ элементов показал практическое отсутствие корреляционных зависимостей между перечисленными параметрами и степенью разряженности ХИТ.

Использование шумовой спектроскопии с последующим Фурье преобразованием позволило выявить наиболее информативный параметр, который является подходящим для оценки степени разряженности. Этим параметром является величина спектральной плотности шума. При этом необходимым условием при оценке текущего состояния элементов является наличие монотонности параметра. Данное условие соблюдалось в области частот 10–100 Гц.

На рисунке 4 представлены усредненные из 80-ти измерений размерные спектры Фурье, полученные путем математической обработки шумовых сигналов. Из графиков видно, что амплитуда спектральной плотности в полосе частот 10–100 Гц монотонно убывает с уменьшением остаточной емкости вплоть до 25%. В низкочастотной полосе (менее 10 Гц) монотонность отсутствует. Для построения зависимости спектральной плотности шума от степени разряженности ЛХИТ в частотной области на основании Фурье-спектров в качестве информативного параметра были выбраны гармоники в области 70 Гц. Полученные зависимости спектральной плотности шума от степени разряженности исследованной серии ЛХИТ представлены на рисунке 5.

Как видно из приведенного рисунка, в диапазоне от 100 до 30% измерение спектральной плотности шума позволяет достаточно точно определять остаточную емкость источников. В диапазоне же от 30 до 0% определение остаточной емкости данным методом, к сожалению, представляется весьма затруднительным, вследствие отсутствия заметного изменения информативного параметра. Поскольку элементы в данном диапазоне остаточной емкости практически не пригодны для использования, то более точное ее определение чаще всего не требуется.

Полученная зависимость позволяет определять степень разряженности первичных литий-тионилхлоридных химических источников тока методом шумовой спектроскопии.

4. ВЫВОДЫ

1. Показана возможность оценки степени разряженности первичных литий-тионилхлоридных химических источников тока методом шумовой спектроскопии.

2. Испытания экспериментального образца устройства при различных температурах в условиях естественного электромагнитного и микросейсмического фона показали необходимость использования термостабилизации и экранирования тестируемых ХИТ, а также установки устройства на упругую демпфирующую пластину.

3. Предложенные способы обработки результатов измерений электрохимических шумов ХИТ позволили найти корреляционные зависимости между шумовыми параметрами и остаточной емкостью тестируемых ХИТ, которые послужили основой для построения калибровочных кривых.

4. Результаты работы представляют как научный, так и практический интерес для оценки состояния и прогнозирования дальнейшего поведения химических источников тока, в особенности при их эксплуатации в режиме автономного использования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-29-09375).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garcia-Ochoa E and Corvo F 2010 *Electrochemistry Communications* **12** 826–830
2. Eden D, John D and Dawson J 1986 *Patent US* **5139627**
3. Jovanchichevich V 2004 *Patent RF* **2222001**
4. Grafov B 2016 *Russian J of Electrochemistry* **52** 220–225
5. Roberge P, Halliop E and Farrington M 1991 *J. Power Sources* **34** 233–241
6. Klyuev A, Grafov B, Davydov A, Lukovtsev V and Petrenko E 2019 *J Solid State Electrochem* **23** 497–502

Моделирование быстрого выделения тепла вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха

А. С. Савельев[1,2]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: fisteh@mail.ru

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2018 г.

Аннотация. В работе экспериментально и с помощью численного моделирования рассмотрен процесс быстрого выделения энергии вблизи твердой поверхности при обтекании ее сверхзвуковым потоком воздуха. Рассматривается случай квазидвумерного обтекания модели профиля крыла при положительном угле атаки с быстрым выделением энергии на поверхности и при наличии отрывной зоны вблизи задней кромки. Проведен численный расчет положения точки отрыва и сравнение этой величины с экспериментально измеренной. На основе сравнения картин нестационарного течения вблизи места инициирования искрового разряда, полученных экспериментально и с помощью моделирования, вычислена доля электрической энергии, идущая на нагрев газа током разряда. https://doi.org/10.33849/2019206

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрический разряд имеет широкое применение в технике из-за ряда свойств, таких как возможность с его помощью быстро выделять большое количество энергии, при этом пиковое значение мощности в таких разрядах может достигать огромных значений. При пробое разрядного промежутка возникает область ионизированного газа (плазмы), в котором резко повышается температура и давление за относительно короткое время. Величины температуры и давления плазмы значительно выше, чем у окружающего ее газа. Зачастую граница разрыва этих параметров в пространстве резкая (например, как это бывает в лидере молнии из-за ионизационно-перегревной неустойчивости). Распад этого разрыва приводит к формированию ударной волны, распространяющейся в направлении от места инициирования разряда.

Импульсный нагрев газа с помощью электрического разряда применяется в источниках света, газовых лазерах, электроразрядных ударных трубах, инициаторах горения (детонации) и других широко применяемых устройствах. В последнее время растет интерес к воздействию выделения тепла с помощью электрического разряда на картину течения газа вблизи поверхности твердого тела. Эксперименты с применением импульсных и импульсно-периодических электрических разрядов показывают возможность создания дополнительного управляющего усилия на поверхности [1, 2], управления шумом затопленной струи [3], процессом формирования отрывных течений в до- [4] и сверхзвуковых потоках газа [5], величиной сопротивления при нагреве набегающего потока [6], ламинарно-турбулентным переходом [7], формированием концевого вихря [8] и т.д.

В работах [5, 9] экспериментально показан эффект смещения положения точки отрыва при инициировании протяженного искрового разряда на поверхности модели, а в работе [10] проведено численное моделирование этого процесса. Для проведения численного моделирования подобных процессов необходимо знать долю электрической энергии, которая идет на нагрев газа, поскольку от этого зависят параметры газодинамического возмущения, возникающего после импульсного выделения тепла в разряде. В ряде работ, посвященных проблеме определения доли электрической энергии, переходящей в тепло, определены значения этой величины. Полученные величины оказываются отличными при использовании электрических разрядов различного типа и при различных условиях эксперимента (например, давления газа). В работе [11] было показано, что доля энергии, которую удается преобразовать в нагрев газа с помощью барьерного разряда субмикросекундной длительности, может достигать 50%. В работе [12] экспериментально исследовался процесс формирования квазицилиндрической ударной волны в следствие развития скользящего по полупроводящей поверхности искрового разряда. Показано, что эффективность преобразования электрической энергии в тепло составляет величину не более 10% при атмосферном давлении воздуха. В результате исследования процесса инициирования электрического разряда типа плазменный лист при пониженном давлении воздуха было показано, что до 20% электрической энергии переходит в тепло газа [13] при пониженном давлении воздуха около 100 торр.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования газодинамического возмущения, вызванного быстрым выделением тепла вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа, с помощью протяженного искрового разряда при различной величине электрической энергии. Целью работы является определение доли электрической энергии, которая идет на быстрый нагрев газа, который приводит к формированию цилиндрической ударной волны.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальная часть работы проводилась на сверхзвуковой атмосферно-вакуумной аэродинамической трубе СТ-4 [14] кафедры физической механики МФТИ. Данная установка способна в течение одной минуты поддерживать сверхзвуковое течение воздуха с числом Маха $M = 2$ за выходным сечением сопла Лава-

ля, при этом в расчетном режиме течения (когда статическое давление сверхзвуковой струи p_{st} равно окружающему эту струю давлению p_a) профиль скорости набегающего потока воздуха является прямоугольным. Основные параметры установки следующие:

- статическое давление струи $p_{st} = 0.15$ атм,
- скорость набегающего потока $V = 500$ м/с,
- статическая температура $T = 170$ K,
- диаметр сверхзвуковой струи 11 см.

В сверхзвуковую струю воздуха внутри рабочей камеры помещалась модель крыла NACA (толщина 12% от длины хорды) с длиной хорды 10 см и размахом 15 см, выполненная из плавленого кварца, который характеризуется высокой степенью устойчивости к плазме электрического разряда. На расстоянии 4 см от задней кромки профиля на верхней его поверхности было вмонтировано разрядное устройство, позволяющее получать протяженный искровой разряд длиной порядка 0.1 м. Конструкция модели профиля крыла детально описана в [10].

Разрядное устройство подключалось к электрической схеме, которая состоит из блока высоковольтных керамических конденсаторов емкостью C, балластного резистора сопротивлением R, ограничивающего ток заряда, и высоковольтного источника напряжения (см. рисунок 1). При заряде конденсаторов до напряжения, соответствующего пробойному для разрядного устройства в условиях обтекания сверхзвуковым потоком воздуха, возникал электрический разряд вблизи поверхности модели. На рисунке 2 представлена фотография, полученная при съемке сверху через окно рабочей камеры, на которой запечатлено свечение искрового канала. Фотография выполнена с экспозицией, сравнимой с пролетным временем (порядка 100 мкс). На представленной фотографии длина искрового канала составляет 9 см. Следует отметить, что фотографирование разряда сверху говорит о том, что свечение прекращается за время меньше характерного пролетного времени, а границы свечения искрового канала резкие, даже несмотря на относительно высокое значение экспозиции кадров. Это говорит о том, что можно считать длину области выделения энергии, равной 9 см, а поперечный размер этой области равным ширине видимой на фотографии области свечения.

Для регистрации пробойного напряжения разрядного промежутка, длительности искрового разряда и частоты его следования использовались высоковольтный делитель напряжения LeCroy 1:1000 PPE20KV с полосой пропускания 100 МГц и осциллограф высокого разрешения 12 бит LeCroy WaveRunner 66Zi. Осциллограмма напряжения на блоке конденсаторов C записывалась в течение нескольких секунд (время эксперимента), при этом регистрировались несколько тысяч импульсов разрядов. С помощью программной обработки осциллограммы было получено, что параметры разряда (длительность разряда, пробойное напряжение, частота следования) имеют стабильные значения и отличаются не более чем на 20% от разряда к разряду [9].

С помощью теневого прибора ИАБ-451 (см. рисунок 1) и скоростной видеокамеры Photron FASTCAM SA-4 проведена скоростная визуализация формирования газодинамического возмущения вблизи места инициирования разряда и при наличии внешнего сверхзвукового потока воздуха. Величина задержки между окончанием разряда и началом экспозиции кадра определялась с помощью осциллографа, на один из каналов которого поступал синхроимпульс с видеокамеры. На рисунке 3 показаны теневые фотографии процесса формирования цилиндрической ударной волны вблизи места инициирования разряда при различной задержке после начала разряда. Характерные параметры эксперимента, результаты которого представлены в данной работе, следующие:

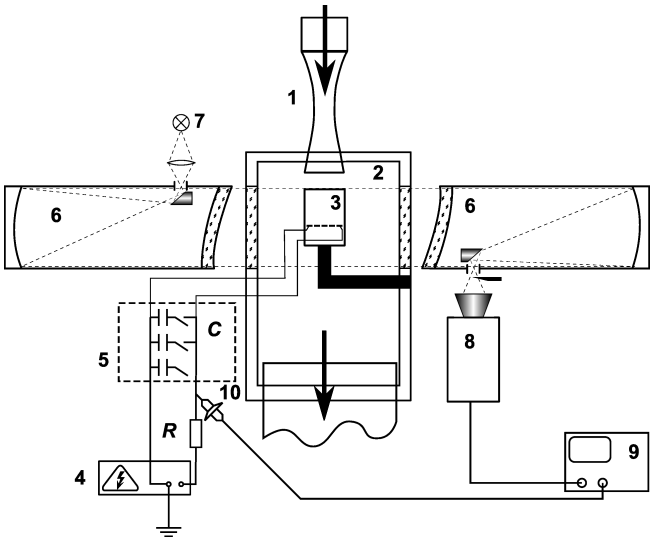


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. 1 — сопло Лаваля, 2 — рабочая камера, 3 — модель профиля крыла с разрядным устройством, 4 — высоковольтная схема, 5 — блок конденсаторов, 6 — теневой прибор ИАБ-451, 7 — лампа подсветки, 8 — скоростная видеокамера, 9 — цифровой осциллограф, 10 — высоковольтный пробник. Стрелками показано направление течения воздуха.

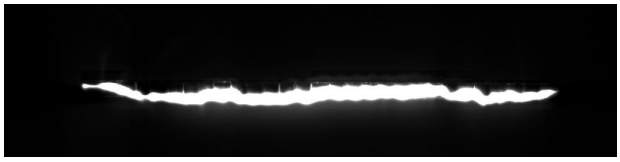
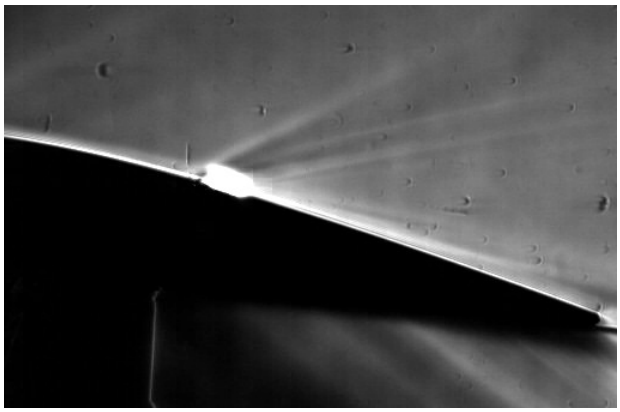


Рисунок 2. Фотография свечения искрового разряда при обтекании сверхзвуковым потоком воздуха. Течение сверху вниз.

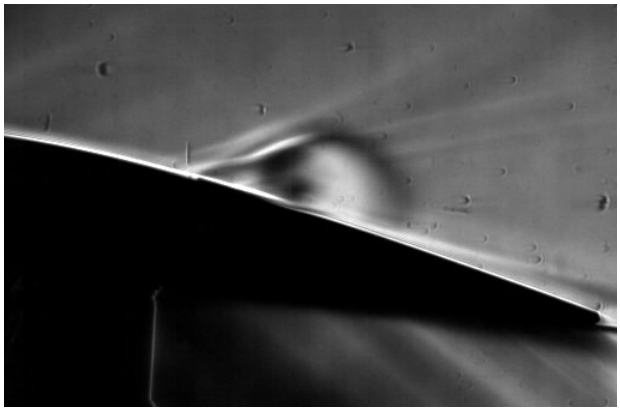
- электрическая энергия E, запасенная в блоке конденсаторов емкости C в момент пробоя составляет величину порядка 0.1 Дж,
- величина пробойного напряжения V порядка 10 кВ, что соответствует эффективной пробойной напряженности 1 кВ/см,
- длительность разряда τ порядка 100 нс,
- частота следования f порядка 1 кГц.

Электрическая энергия, преобразуемая в тепло газа с помощью искрового разряда, варьировалась с помощью изменения величины емкости C блока конденсаторов при подключении или отключении части конденсаторов. Диапазон изменения величины C был от 1.5 до 6.0 нФ. Емкость блока измерялась прибором Fluke 289.

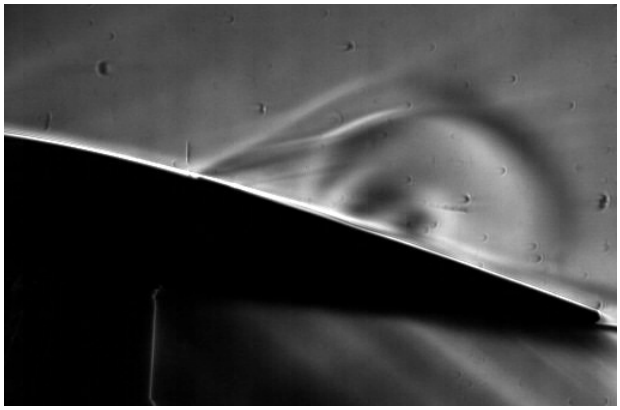
При обработке полученных осциллограмм напряжения на блоке конденсаторов было обнаружено, что



(*a*)



(*b*)



(*c*)

Рисунок 3. Теневые фотографии течения вблизи задней кромки модели при различной задержке относительно начала разряда: 0 мкс (*a*), 20 мкс (*b*), 40 мкс (*c*). Течение слева направо.

величина остаточного напряжения при всех значениях C составляет не более 10% процентов от среднего пробойного напряжения U. В связи с этим электрическая энергия E, запасаемая в емкости C и расходуемая на поддержание протяженного искрового разряда, рассчитывалась как $CU^2/2$.

Из полученных теневых фотографий течения вблизи задней кромки следует, что после инициирования разряда (быстрого локального выделения тепла в набегающий поток воздуха) формируется цилиндрическая ударная волна, распространяющаяся по движущемуся газу. По этим теневым фотографиям были определены положения фронта цилиндрической ударной волны в различные моменты времени после разряда. В течение первых 10 мкс после разряда распространение фронта волны происходит с уменьшением ее скорости с течением времени, однако затем фронт ударной волны начинает двигаться с практически постоянной скоростью (10–60 мкс после разряда). По теневым фотографиям была получена экспериментально величина скорости фронта цилиндрической ударной волны в зависимости от энергии разряда, результаты измерений представлены в разделе 4.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для проведения численного моделирования процесса, реализуемого в эксперименте, необходимо принять ряд допущений:

- выделение тепла в набегающем потоке газа из-за электрического разряда происходит мгновенно;
- в эксперименте моделируется квазидвумерный случай;
- доля энергии η, которая идет непосредственно на нагрев газа, не зависит от величины электрической энергии, накопленной в емкости C;
- в объеме v, соответствующем области канала искры, энергия выделяется равномерно, и распределения давления и температуры в этом объеме также являются равномерными,
- газ (воздух), вовлеченный в процесс, не меняет своих свойств из-за нагрева, показатель адиабаты γ, молярная масса μ остаются постоянными, а уравнение состояния соответствует модели идеального газа.

Тогда при выделении энергии в разряде в объеме v искрового канала повышается давление на величину [13]:

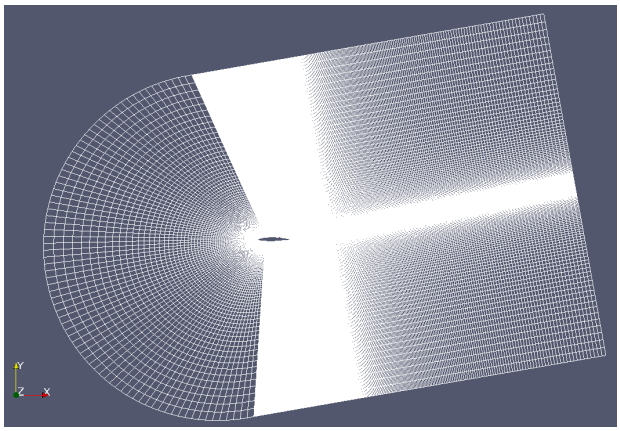
$$\Delta p = (\gamma - 1)\frac{\eta E}{v}. \tag{1}$$

Кроме того, повышается температура в объеме v на величину:

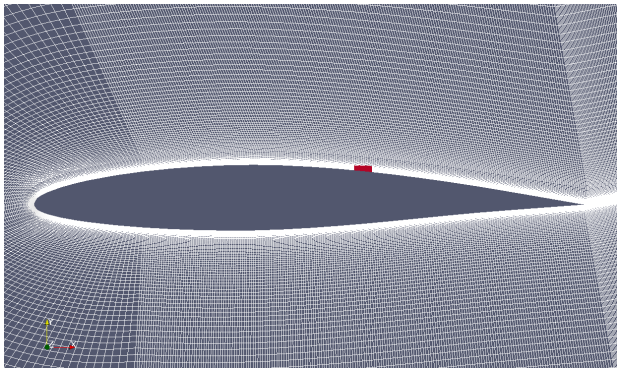
$$\Delta T = T\frac{\Delta p}{p_{\mathrm{st}}}, \tag{2}$$

где T и p_{st} — параметры набегающего потока воздуха, т.е. статические температура и давление в сверхзвуковой струе, в которой размещается модель крыла.

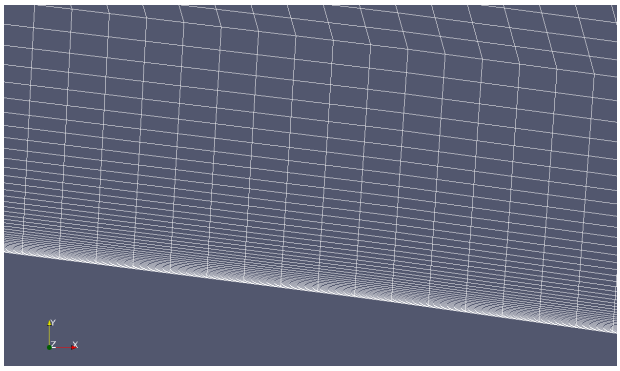
Численное моделирование процесса локального выделения тепла в двумерном нестационарном случае проводилось с помощью решателя sonicFoam [15] пакета OpenFOAM v.2.7 [16]. Моделировалось сверхзвуковое течение вязкого теплопроводного газа (воздуха) без учета турбулентности. Расчетная область имела характерный размер 1 м, в ней размещалась модель профиля крыла (см. рисунок 4(*b*)) с геометрическими размерами, соответствующими модели крыла, использовавшемся в эксперименте. В расчетной области с помощью утилиты blockMesh строилась сетка, которая состоит из гексагональных расчетных ячеек. Сетка имеет сгущение при приближении к поверхности профиля крыла (см. рисунок 4(*c*)), т.е. высота расчетной ячейки уменьшается при приближении к обтекаемой поверхности. Это сделано для того, чтобы корректно рассчитать течение в пограничном слое вблизи поверхности модели. Таким



(a)



(b)



(c)

Рисунок 4. Виды расчетной сетки при различном увеличении: (a) — общий вид, (b) — сетка вблизи поверхности модели (красным показано место выделение тепла в потоке), (c) — сетка вблизи задней кромки.

образом, расчетная область фактически разбивается на две области, одна из которых окружает поверхность профиля, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха, и соответствует течению в пограничном слое, а в остальной части расчетной области моделируется картина течения в целом.

Начальные условия во всей области задавались величинами, соответствующими условиям эксперимента (параметрам набегающего потока воздуха): статическое давление $p_{\text{st}} = 0.15$ атм, статическая температура $T = 170$ K, скорость $V = 500$ м/с. Вязкость воздуха рассчитывалась по формуле Сазерленда. На поверхности профиля задавалась нулевая скорость движения газа, а сама поверхность являлась адиабатической.

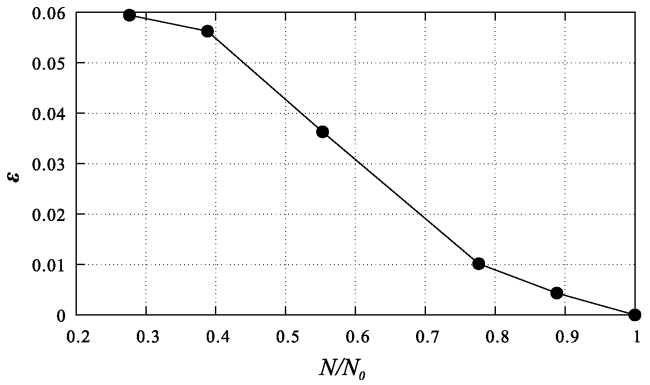


Рисунок 5. Величина параметра ϵ в зависимости от относительного количества расчетных ячеек.

Для выбора оптимального количества расчетных ячеек N были проведены расчеты стационарного течения вокруг модели профиля крыла. На рисунке 5 представлена зависимость параметра сходимости по сетке ϵ от относительного количества расчетных ячеек N/N_0 (N_0=300 000) при угле атаки 10°:

$$\epsilon = \frac{|x_{\text{sp}} - x_{\text{sp0}}|}{x_{\text{sp0}}|}, \tag{3}$$

где x_{sp} — x-координата положения точки отрыва для определенной сетки, x_{sp0} — x-координата положения точки отрыва для наиболее подробной сетки, причем последняя величина составляет 71.1 мм от задней кромки, что соответствует расстоянию от точки отрыва до задней кромки 27.4 мм. В расчетной области ось x совпадала с хордой профиля, а точка с координатами $(x, y) = (0, 0)$ совпадала с его передней кромкой. Расчет производился на четырехядерном процессоре с пиковой вычислительной мощностью около 100 Гфлопс.

Был проведен численный эксперимент по определению положения точки отрыва на верхней поверхности профиля крыла вблизи задней кромки при угле атаки 10°. Эксперимент повторяет выше описанный в разделе 2, но разряд на верхней поверхности не создавался, а полученные теневые фотографии (количество фотографий одна тысяча) усреднялись, поскольку положение точки отрыва не стационарно во времени и меняется от кадра к кадру. В результате получено, что среднее расстояние между точкой отрыва и задней кромкой профиля равно $29.3 + / - 3$ мм, где отклонение от среднего — это границы колебания положения точки отрыва. Таким образом, показано, что по положению точки отрыва численный расчет и эксперимент согласуются.

Моделирование выделения тепла с разрядом проводилось следующим образом. После проведения расчета стационарной картины обтекания проводилось наложение величины поля давления в объеме v в месте, соответствующем месту инициирования разряда в эксперименте (см. рисунок 4(b)). При этом величина повышения статического давления Δp в объеме v варьировалась, т.е. фактически варьировалось значение величины энергии, которая идет на нагрев газа (см. формулу (1)). Кроме того, в объеме v в расчете проводилось повышение статической температуры на величину ΔT, вычисленной

по формуле (2). Величина объема v рассчитывалась по формуле:

$$v = \Delta x \Delta y L, \tag{4}$$

где Δx и Δy — соответственно ширина и высота области выделения тепла с помощью искрового разряда, которые определяются из эксперимента, а L — длина искры, которая определяется расстоянием между крайними электродами разрядного устройства, к которым прикладывается высокое напряжение. В представленных экспериментах длина $L = 9$ см. По фотографиям разряда сверху (см. рисунок 2) определяется Δx, а по теневым картинам течения в момент времени 0 мкс после начала разряда (см. рисунок 3) определяется величина Δy. Таким образом, при численном моделировании процесса принимается, что область выделения тепла объемом v соответствует наблюдаемой области свечения разряда, а также, что в объеме v температура и давление в начальный момент времени после разряда распределены равномерно. Также предполагается, что в объеме v непосредственно после выделения тепла плотность не меняется.

4. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В эксперименте по инициированию протяженного искрового разряда варьировалось значение электрической энергии, запасенной в блоке конденсаторов емкостью C. Следует отметить, что варьирование происходило с помощью изменения величины емкости C, при этом величина напряжения на блоке конденсаторов в момент электрического пробоя разрядного промежутка определялась его пробойным напряжением. Проведены эксперименты для величин емкости от 1.5 до 6.9 нФ, что соответствует величине запасенной в блоке конденсаторов электрической энергии от 59 до 243 мДж соответственно. При импульсном выделении энергии во внешнем сверхзвуковом потоке воздуха происходило формирование цилиндрической ударной волны, о чем свидетельствуют полученные теневые кинограммы (см. рисунок 3). Фронт ударной волны представляет собой полуокружность, радиус R_{sw} которой увеличивается с течением времени t, при этом центр этой окружности находится на поверхности модели крыла и смещается вниз по потоку. Эксперимент показывает, что зависимость $R_{\mathrm{sw}}(t)$ в диапазоне от 10 до 60 мкс является практически линейной в рассматриваемом диапазоне величины запасенной электрической энергии E. Этот же результат получен другими авторами при исследовании квазицилиндрических ударных волн, генерируемых протяженными электрическими разрядами субмикросекундной длительности в различных газах и при различных значениях давления, теневым [12, 17] и интерференционным [18] методами визуализации. Выход скорости распространения фронта цилиндрической ударной волны на постоянное значение через 10 мкс после быстрого локального выделения тепла получен в численном моделировании. Отмеченное постоянство скорости фронта ударной волны дает основание провести сравнение экспериментальных данных и данных численного моделирования с целью определения доли η от запасенной электрической энергии E, которая идет на быстрый нагрев газа и формирование исследуемого газодинамического возмущения.

Необходимо отметить следующие обстоятельства, позволяющие проводить сравнение величин скорости распространения фронта ударной волны, измеренной в эксперименте и полученной в численном моделировании. Использование в качестве источника энергии для нагрева газа протяженного искрового разряда, у которого поперечный размер разрядного канала на два порядка меньше, чем его длина, позволяет считать двумерным процесс формирования ударной волны. Поскольку в эксперименте регистрируется картина нестационарного течения через 10–60 мкс после окончания разряда, величина радиуса фронта цилиндрической ударной волны составляет величину, на порядок меньшую, чем длина разряда, что также позволяет считать процесс ее распространения двумерным. Это позволяет проводить численное моделирование распространения фронта ударной волны, возникшей из-за быстрого локального нагрева газа, на подробной двумерной сетке. В численном моделировании выделение энергии происходит мгновенно с помощью наложения полей повышенных значений давления и температуры, рассчитанных по формулам. Это означает, что в расчете предполагается мгновенное выделение энергии. В эксперименте время разряда регистрируется с помощью осциллограмм напряжения на блоке конденсаторов и составляет величину порядка 100 нс, что на два порядка меньше, чем пролетное время. В эксперименте и расчете совпадают геометрические размеры обтекаемой модели профиля крыла, а также параметры набегающего потока воздуха: скорость потока, статические давление и температура.

На рисунке 6 представлена зависимость скорости фронта ударной волны V_{sw}, регистрируемой в эксперименте в диапазоне времени от 10 до 60 мкс после разряда, от величины электрической энергии E. На этом же графике представлена полученная с помощью численного моделирования зависимость скорости фронта ударной волны от величины локального повышения давления Δp в диапазоне времени от 10 до 60 мкс после окончания быстрого локального нагрева газа. Следует отметить, что от величины η зависит смещение по горизонтали рассчитанной кривой $V_{\mathrm{sw}}(E)$, при этом наилучшее совпадение экспериментальных и полученных в расчете данных получается при значении $\eta = 0.2$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено экспериментальное исследование и численное моделирование процесса распространения газодинамического возмущения, вызванного протяженным искровым разрядом субмикросекундной длительности, во внешнем набегающем потоке воздуха, обтекающем поверхность модели крыла при положительном угле атаки 10°. Для этого сначала было рассчитано стационарное обтекание модели NACA-профиля сверхзвуковым потоком воздуха. Параметры набегающего потока воздуха (статические температура, давление и скорость течения) задавались в соответствии с экспериментальными условиями. С помощью численного моделирования было определено положение точки отрыва. В эксперименте эта величина определялась по усредненным теневым картинам. В результате было получено хоро-

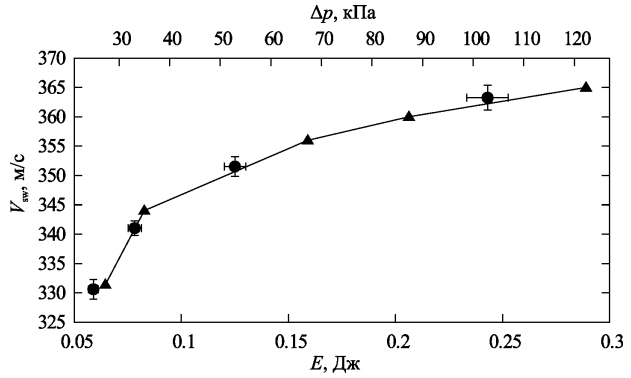


Рисунок 6. Зависимость скорости распространения фронта ударной волны от величины запасенной электрической энергии, полученная в эксперименте (●) и в численном расчете (▲).

шее соответствие этих величин. Также было проведено исследование сеточной сходимости, рассчитанной по положению точки отрыва.

Газодинамическое возмущение, вызванное резким локальным увеличением температуры и давления из-за искрового разряда, представляет собой цилиндрическую ударную волну, распространяющуюся во внешнем потоке воздуха, фронт которой имеет форму полуокружности. Формирование этой ударной волны происходит из-за быстрого локального нагрева объема воздуха, характерный размер которого значительно меньше размера модели, на поверхности которой происходит выделение энергии в разряде. Визуализация с помощью теневого метода и фотографирование свечения разряда на поверхности модели позволила установить, что границы свечения являются резкими, что дает возможность определить экспериментально объем области, в которой происходит нагрев газа.

Экспериментально показано, что при запасенной электрической энергии в диапазоне от 59 до 243 мДж и в диапазоне времени от 10 до 60 мкс скорость распространения фронта ударной волны относительно набегающего потока воздуха постоянна. Тот же результат получается в численном моделировании при соответствующих значениях избыточного давления, возникающих в области локального нагрева. Сравнение величины скорости движения фронта в указанный диапазон времени позволило определить долю (20%) электрической энергии, запасенной в блоке конденсаторов, которая идет на локальный нагрев воздуха. При этом величина скорости фронта ударной волны растет нелинейно относительно величины энергии. Эта величина лежала в диапазоне от 330 до 365 м/с, что соответствует диапазону числа Маха от 1.26 до 1.40.

Полученный результат может быть использован в вычислительном эксперименте, в котором моделируется процесс взаимодействия газодинамического возмущения, вызванного протяженным искровым разрядом, с отрывным течением в приведенных в настоящей статье условиях экспериментах и с параметрами разряда, которые не могут быть воспроизведены в эксперименте по каким-либо причинам, например место или частота инициирования разряда. Высокая частота следования искровых разрядов не может быть достигнута в виду ограниченной мощности высоковольтного источника, а место инициирования разряда не может быть изменено, поскольку связано с положением разрядного устройства, вмонтированного в модель профиля крыла. Кроме того, с помощью численного моделирования могут быть получены данные, которые не могут быть измерены в эксперименте, например, коэффициенты сопротивления и подъемной силы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00803.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксенов В С, Голуб В В, Губин С А, Ефремов В П, Маклашова И В, Харитонов А И и Шаров Ю Л 2004 *ПЖТФ* **30**(20) 62–8
2. Аксенов В С, Голуб В В, Губин С А, Савельев А С, Сеченов В А и Сон Э Е 2010 *TBT* **48**(1(доп.)) 93–101
3. Копьев В Ф, Битюрин В А, Беляев И В, Годин С М, Зайцев М Ю, Климов А И, Копьев В А и Моралев И А 2012 *Акустический журнал* **58** 473–81
4. Correale G, Popov I B, Ratikin A E, Starikovskii A Yu, Hulshoff S J and Veldhuis L L M 2011 Flow separation control on airfoil with pulsed nanosecond discharge actuator *Proc. of 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 4-7 January 2011* (Orlando, USA) pp AIAA 2011–1079
5. Голуб В В, Савельев А С, Сеченов В А, Сон Э Е и Терешонок Д В 2010 *TBT* **48** 948–55
6. Мирабо Л, Райзер Ю П, Шнейдер М Н и Брейкен Р 2004 *TBT* **42** 890–9
7. Moralev I, Sherbakova V, Selivonin I, Bityurin V and Ustinov M 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **116** 1326–40
8. Агибалова С А, Голуб В В, Моралев И А и Савельев А С 2011 *ПЖТФ* **37**(22) 61–8
9. Saveliev A S 2018 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1112** 012014
10. Tereshonok D and Son E 2012 *Europhys. Lett.* **99** 15002
11. Aleksandrov N L, Kindysheva S V, Nudnova M M and Starikovskiy A Yu 2010 *J. Phys.* D: Appl. Phys. **43** 255201
12. Elias P Q and Castera P 2013 *J. Phys.* D: Appl. Phys. **46** 365204
13. Koroteeva E, Znamenskaya I, Orlov D and Sysoev N 2017 *J. Phys.* D: Appl. Phys. **50** 085204
14. Широков Н Н 2006 Атмосферно-вакуумная сверхзвуковая аэродинамическая труба *Лабораторный практикум по газовой динамике, гидродинамике и физической механике* ред. Сон Э Е (Долгопрудный: Физтех-полиграф) с. 222
15. Marcantoni L F G, Tamagno J P and Elaskar S A 2012 High speed flow simulation using openfoam *Mecanica Computacional* ed Cardona A, Kohan P H, Quinteros R D and Storti M A (Salta, Argentina: Asociacion Argentina de Mecanica Computacional) pp 2939–59
16. Greenshields C J, Weller H G, Gasparini L and Reese J M 2010 *Int. J. Numer. Methods Fluids* **63** 1–21
17. Знаменская И А, Латфуллин Д Ф, Луцкий А Е, Мурсенкова И В и Сысоев Н Н 2007 *ЖТФ* **77**(5) 10–8
18. Arad B, Gazit Y and Ludmirsk A 1987 *J. Phys.* D: Appl. Phys. **20** 360–7

Экспериментальное исследование образования полиароматических углеводородов при пиролизе бензола за ударными волнами

А. В. Дракон[1], **М. Р. Коршунова**[1,2] **и Е. Ю. Михеева**[1,2]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1, Москва 105005, Россия

E-mail: ekaterina.mikheyeva@gmail.com

Статья поступила в редакцию 2 июля 2019 г.

Аннотация. В данной работе впервые был применен метод лазерно-индуцированной флюоресценции для диагностики полиароматических углеводородов (ПАУ) при пиролизе бензола за ударными волнами при температурах 1200–1800 K. Проведена идентификация ключевых ПАУ, включая бензол (C_6H_6), нафталин ($C_{10}H_8$ или A_2), антроцен ($C_{14}H_{10}$ или A_3), пирен ($C_{16}H_{10}$ или A_4), по спектральной зависимости интенсивности флюоресценции. Получены температурные зависимости эволюции общего спектрального сигнала флюоресценции от ПАУ для разных моментов времени от начала процесса пиролиза. Проведено кинетическое моделирование временных профилей мольных долей ключевых для процесса сажеобразования ПАУ, образующихся при пиролизе бензола при различных температурах. Показано, что крупные ПАУ, состоящие из 4-х и более ароматических колец, являются предшественниками появления конденсированной фазы, и вероятно являются зародышами углеродных наночастиц. https://doi.org/10.33849/2019207

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование углеродных наночастиц (сажи), возникающее вследствие неполного сгорания углеводородных топлив, является актуальной проблемой. В связи с этим активно развиваются модели сажеобразования ([1–4] и др.). По современным представлениям рост частиц сажи осуществляется за счет образования ПАУ и физических процессов их столкновения и слипания [5]. Образование ПАУ осуществляется преимущественно по механизму HACA [6]. Другой общепринятый механизм формирования ПАУ включает свободные радикалы с нечетным количеством атомов углерода, такие как C_3H_3, C_5H_5 и так далее [7–9]. Образование ароматического кольца является первым шагом к росту частиц углерода, поэтому бензол является ключевым промежуточным компонентом на начальных стадиях процесса. Далее происходит формирование более крупных ПАУ. Высшие кольца ароматических соединений, таких как пирен и коронен, рекомбинируют друг с другом, образуя более тяжелые ПАУ, являющиеся зародышами сажевых частиц. Таким образом, ПАУ считаются предшественниками сажи.

Для диагностики сажевых наночастиц с успехом применяются различные *in situ* методы: лазерная экстинкция для определения объемной доли конденсированной фазы [10], лазерно-индуцированная инкандесценция (ЛИИ) для определения размеров наночастиц и объемной доли конденсированной фазы [11–13], метод лазерного рассеяния для определения размеров наночастиц [14]. За последние десятилетия получено огромное количество экспериментальных данных с диагностикой размеров углеродных наночастиц и оптической доли конденсированной фазы, образующейся при пиролизе и горении углеводородов в различных реакторах: ударных трубах, пламенах, двигателях и т д. Оптическая диагностика ПАУ в настоящее время представляет большую сложность в связи с огромным разнообразием молекул и отсутствием достаточной информации по их оптическим и спектральным свойствам.

Метод лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ) является актуальным способом диагностики ПАУ в пламенах [15]. Однако данные измерения являются качественными, а не количественными, так как ПАУ имеют широкие и непрерывные спектры поглощения и излучения при высоких температурах, что приводит к перекрытию сигналов от разных компонент. В целом известна тенденция, что спектр ЛИФ с увеличением массы ПАУ смещается в сторону увеличения длины волны вследствие уменьшения расстояния между основным и возбужденными электронными уровнями [16–20]. Для количественной оценки концентрации конкретных компонент дополнительно к ЛИФ используют методы газовой хроматографии или масс-спектрометрии [21–23]. Как правило, для возбуждения флюоресценции используют УФ область спектра, например, с помощью Nd:YAG лазера на длинах волн 266 и 355 нм [22, 24–27] или с помощью эксимерного KrF лазера на длине волны 248 нм [17, 18]. Однако, в работе [20] показана принципиальная возможность использовать видимый спектр для диагностики ПАУ с помощью ЛИФ.

ЛИФ в условиях ударно-трубного эксперимента широко не применяется, так как измерения возможны только в один конкретный момент времени [28]. С другой стороны, преимуществом ударной трубы является возможность широкого варьирования температуры. А данных по спектральным свойствам ПАУ недостаточно, особенно в условиях высоких температур [15].

Спектры ПАУ проявляют различные спектральные особенности, как показано в [29], где измерены спектры поглощения некоторых газофазных ПАУ, в том числе антрацена и пирена, между 423 и 873 K. Наблюдалось квази-систематическое уменьшение сечения поглощения с повышением температуры одновременно с постепенным исчезновением полос поглощения и красным смещением спектра поглощения. Подобные эффекты, касающиеся флуоресцентного излучения нескольких ПАУ, измеренного между 423 и 923 K, были описаны в [30].

Пиролиз и окисление бензола достаточно подробно экспериментально изучены к настоящему времени [31].

Измерены концентрации основных компонент распада, таких как C_2H_2, C_4H_2, C_4H_4, C_6H_4, C_6H_2 и др. в условиях пиролиза в ударной трубе и реакторе постоянного объема [32–34]. Проведены измерения задержек воспламенения и скоростей пламени для широкого диапазона стехиометрий. Измерены размеры наночастиц и объемная доля конденсированной фазы [35]. Однако экспериментальные данные по диагностике ПАУ, образующихся при пиролизе бензола, практически отсутствуют. В работе [36] исследовано образование ПАУ с помощью ЛИФ-диагностики в условиях низкотемпературного пиролиза и окисления при температуре 1073–1338 K в реакторе постоянного объема. Поэтому целью данной работы являлось экспериментальное исследование спектров ПАУ, образующихся при пиролизе бензола и предшествующих появлению конденсированной фазы в условиях ударно-трубного эксперимента, при варьировании температуры в диапазоне 1200–1800 K.

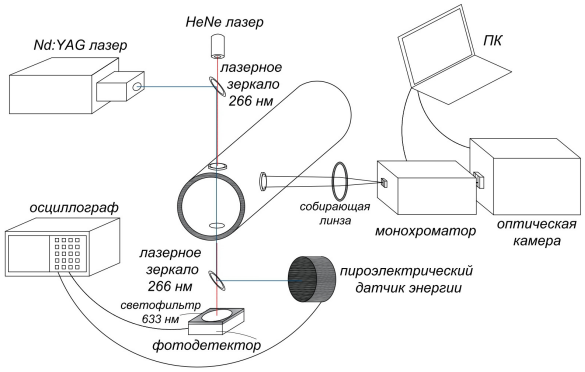


Рисунок 1. Экспериментальная установка: ударная труба и оптические методы диагностики.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ

Эксперименты проводились за отраженными ударными волнами (ОУВ) в ударной трубе стандартной конструкции диафрагменного типа с внутренним диаметром 50 мм (рисунок 1). После каждого эксперимента стенки ударной трубы очищали спиртом. Перед каждым экспериментом ударная труба вакуумировалась до давления 1×10^{-2} мбар с помощью форвакуумного насоса. Исследовательскую газовую смесь, содержащую 1% бензола в аргоне, составляли манометрическим способом в смесевом баллоне. Использовались бензол с чистотой 99.9% и аргон с чистотой 99.999%. Для приготовления смеси использовались насыщенные пары бензола при комнатной температуре без дополнительного нагрева. Смесь выдерживали в смесительном сосуде в течение не менее часа перед экспериментом. Начальная температура T_5 и давление P_5 за фронтом отраженной ударной волны определялись на основе измеренной скорости падающей ударной волны с применением одномерной газодинамической теории в предположении «замороженных» условий за фронтом ударной волны. Погрешность расчета температуры T_5 составляла около 1–1,5% для всего экспериментального диапазона исследования и была вызвана неопределенностью скорости падающей ударной волны, измеренной тремя пьезоэлектрическими датчиками давления. Оптический доступ к измерительной секции обеспечивался четырьмя окнами из фторида кальция диаметром 6 мм, установленными перпендикулярно друг другу на расстоянии 45 мм от торцевого фланца ударной трубы. В качестве методов диагностики использовались ЛИФ и лазерная экстинкция, схема измерений представлена на рисунке 1.

Измерение временного профиля экстинкции является одним из наиболее информативных методов исследования образования объемной доли конденсированной фазы за ударными волнами и в пламени [10]. Излучение HeNe-лазера мощностью 20 мВт проходило через два окна ударной трубы из фтористого кальция (рисунок 1) и фокусировалось на фотодетектор PDA10A-ES (THORLABS) с временем нарастания 10 нс. Детектор был оптически заблокирован интерференционным фильтром с $\lambda = 632.8$ нм (FWHM 1 нм) для подавления теплового излучения реагирующей смеси газ–частицы. Сигнал от детектора записывался на цифровом осциллографе Tektronix TDS 2014B с шириной полосы пропускания 100 МГц. В данном исследовании лазерная экстинкция использовалась для контроля начала появления конденсированной фазы.

Для инициирования сигнала флюоресценции использовался импульс Nd:YAG лазера на 4-й гармонике (266 нм), плотность энергии контролировалась с помощью измерителя лазерной энергии Thorlabs ES145C и составляла 25 мДж/см^2. Излучение из окна ударной трубы собиралось линзой на входной щели спектрографа ACTON Spertra Pro 150, использовалась дифракционная решетка с 300 шт/мм и блеском на 500 нм. На выходном окне спектрографа получалась пространственная развертка по длинам волн. Регистрация пространственно-разрешенного спектра производилась ICCD-камерой Sydor ROSS2000. Спектральная калибровка производилась с помощью разрядной ртутной лампы, спектральное разрешение измерений составляло 10 нм. Синхронизация лазера и камеры с моментом прохождения ударной волны осуществлялась с помощью генератора импульсов и задержек BNC Model 575. Таким образом контролировалась задержка между фронтом ОУВ и измерением ЛИФ.

Помимо экспериментального исследования было проведено кинетическое моделирование. Целью проведенного численного анализа было исследование образования ПАУ при пиролизе бензола. Был использован детальный газофазный механизм высокотемпературного и низкотемпературного пиролиза и окисления широкого спектра углеводородных топлив, включая образование ПАУ с количеством атомов углерода до 20-ти [31, 37–39]. Было проведено кинетическое моделирование образования следующих ПАУ: $C_{10}H_8$, $C_{14}H_{10}$ и $C_{16}H_{10}$. Кинетическое моделирование проводилось с использованием кода Chemkin. Расчеты для экспериментально исследованных условий проводились в адиабатическом приближении при постоянном давлении. Моделирование, проведенное в данной работе, сильно упрощенно, так как ограничено молекулами с максимальными размерами $C_{20}H_{16}$ и $C_{20}H_{10}$. В данной работе использовался кинетический механизм из литературы без авторской доработки. Таким образом, представленные результаты

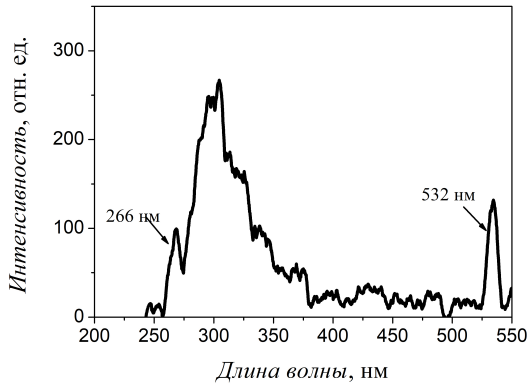


Рисунок 2. Спектр ЛИФ, полученный в смеси $1\%C_6H_6 + Ar$ при давлении 200 мбар и температуре 298 К.

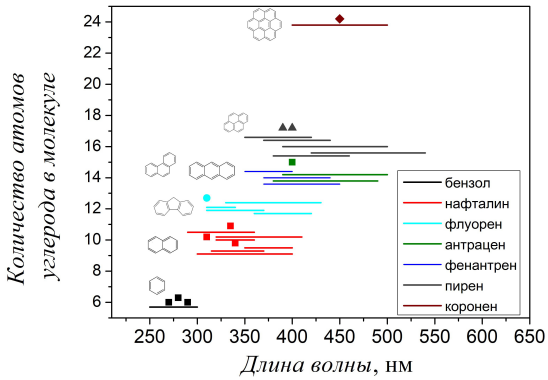


Рисунок 3. Эволюция спектра ПАУ с увеличением размера молекулы. Данные собраны из работ [16, 17, 20, 22, 24–26, 40–42].

моделирования носят демонстрационный характер использования полученных экспериментальных данных.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 2 представлен сигнал ЛИФ, полученный в смеси $1\%C_6H_6 + Ar$ при давлении налива $p_1 = 200$ мбар и температуре $T_1 = 298$ К. Пики на 266 и 532 нм соответствуют инициирующему лазерному излучению и его максимуму второго порядка. Хорошо известно, что при данной температуре пиролиз бензола не происходит, поэтому полученный сигнал соответствует только флюоресценции бензола.

В работах [16, 20, 40] приводятся обзорные данные, согласно которым флюоресценция бензола наблюдалась в диапазоне 250–300 нм для длин волн возбуждающего излучения 248, 250, 266 нм (см. рисунок 3). В целом показана хорошая корреляция с литературными данными, однако в нашей работе максимум ЛИФ для бензола приходится на длину волны 300 нм и наблюдается в диапазоне 270–320 нм, что, вероятно, связано со спектральным разрешением данных измерений (около 10 нм).

На рисунке 3 представлены литературные данные по спектрам для полиароматических молекул, являющихся важными промежуточными компонентами для образования зародышей углеродных наночастиц. Спектр ЛИФ с увеличением массы молекул ПАУ смещается в сторону увеличения длины волны, однако наблюдается существенный разброс данных. Важно отметить, что представленные литературные данные получены при разных температурах и разных длинах волн инициирующего излучения.

На рисунках 4, 5, 6 представлены спектры флюоресценции, экспериментально полученные в данной работе в условиях разных температур: 1200–1800 К и разных моментов времени относительно фронта ОУВ: 40, 150 и 650 мкс. С увеличением температуры и реакционного времени пиролиза спектр смещается в сторону увеличения длин волн. Сигнал излучения от частиц сажи по интенсивности сильно превышает сигналы ЛИФ, поэтому при появлении частиц, даже в небольшой концентрации, происходило насыщение сигнала на матрице камеры. При достижении некоторой температуры (разное значение для разных времен) измерениям ЛИФ препятствует мощное излучение от конденсированных частиц углерода. Для момента времени 40 мкс относительно фронта ОУВ (рисунок 4) данная температура составляет 1800 К, для момента времени 150 мкс — 1700 К (рисунок 5), для момента времени 650 мкс — 1550 К (рисунок 6). Аналогичная эволюция сигнала, полученного при пиролизе толуола с увеличением температуры, представлена в работе [28].

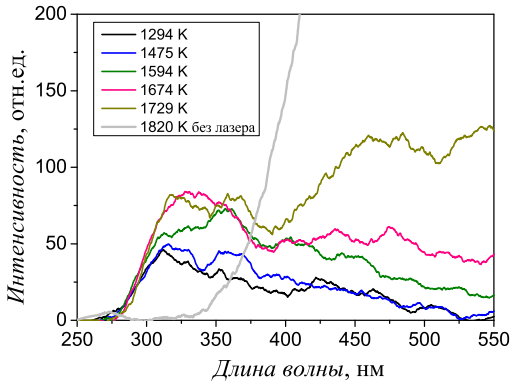


Рисунок 4. Спектры ЛИФ, полученные при пиролизе смеси $1\%C_6H_6 + Ar$ в ударной трубе в момент времени 40 мкс после прихода фронта ОУВ, давление $p_5 = 4.3$–5.1 бар, температура $T_5 = 1294$–1820 К.

Для моментов времени 150 мкс и 650 мкс спектр имеет явный максимум (рисунки 5 и 6), тогда как для 40 мкс явные единичные максимумы не наблюдается (рисунок 4). С увеличением температуры и времени реакции наблюдается увеличение относительной интенсивности сигнала флюоресценции. Подчеркнем, что в данных экспериментах с увеличением температуры и времени реакции увеличивается распад начального топлива — бензола. Каждый класс ПАУ имеет индивидуальные фотофизические свойства: расстояние между электронными уровнями; сечение поглощения, зависящее от температуры и длины волны; квантовую эффективность, зависящую от температуры, давления и длины волны. Вследствие этого каждый класс ПАУ имеет различный спектр и интенсивность флюоресценции. Кроме того, важно отметить, что при данных условиях

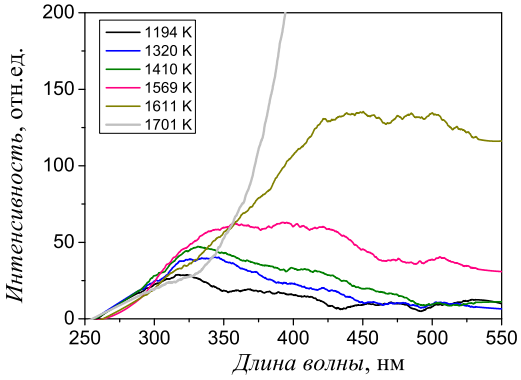


Рисунок 5. Спектры ЛИФ, полученные при пиролизе смеси 1%C_6H_6 + Ar в ударной трубе в момент времени 150 мкс после прихода фронта ОУВ, давление p_5 = 4.5–4.9 бар, температура T_5 = 1194–1701 K.

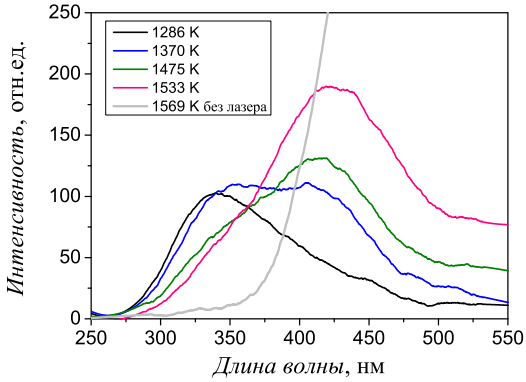


Рисунок 6. Спектры ЛИФ, полученные при пиролизе смеси 1%C_6H_6 + Ar в ударной трубе в момент времени 650 мкс после прихода фронта ОУВ, давление p_5 = 4.5–4.8 бар, температура T_5 = 1286–1569 K.

пиролиза бензола за ударными волнами в каждый момент времени в реакторе одновременно находятся разнообразные классы ПАУ в различной концентрации. Поэтому зарегистрированные спектры флюоресценции являются суммарным сигналом от различных классов ПАУ.

При низких температурах (1200–1300 K) распад бензола незначителен (меньше 1% от начального), однако он растет с увеличением температуры и времени реакции. Образование ПАУ уже происходит в небольших концентрациях, кроме того, экспериментальный сигнал включает флюоресценцию от бензола, который содержится в исходной смеси.

Из совместного анализа рисунков 3, 4, 5 и 6 можно сделать следующие выводы. В выбранный момент времени 650 мкс, наблюдается спектр, характерный для некрупных ПАУ: два-три ароматических кольца. При увеличении температуры до 1400–1500 K максимум спектра смещается в сторону более крупных соединений ПАУ (четыре и больше колец), однако вклад небольших ПАУ также присутствует. При температурах 1550 K и выше в данный момент времени (650 мкс) начинают появляться конденсированные частицы, тепловое излучение которых не позволяет проводить измерения ЛИФ. На более ранней стадии пиролиза, в момент времени 150 мкс от прихода фронта ОУВ, для температур 1200–1400 K максимум сигнала флюоресценции приходится на область спектра, характерную для ПАУ порядка 2 колец (или 10 атомов углерода). С увеличением температуры до 1500–1550 K наблюдается сдвиг максимума до ПАУ из трех колец. При достижении 1600 K наблюдается спектр, характерный для крупных ПАУ.

Измерения, проведенные в условиях еще более раннего момента времени 40 мкс относительно фронта ОУВ (минимальное в данной работе) показывают следующую тенденцию. Во всем исследованном диапазоне температур (1200–1700 K) наблюдается явный максимум в диапазоне 300–350 нм, что соответствует флюоресценции соединений, содержащих не более 10 атомов углерода в составе. При повышенных температурах (1650–1750 K) появляется второй максимум в районе 450–500 нм, что соответствует флюоресценции соединений из порядка

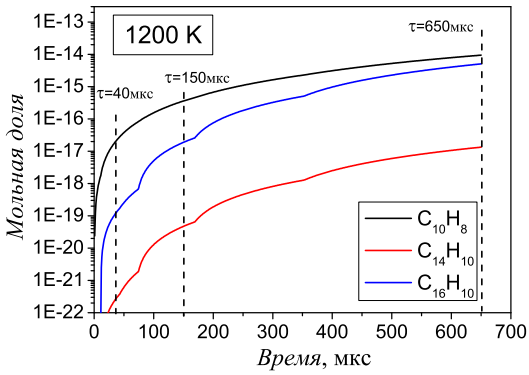


Рисунок 7. Расчетные временные профили мольных долей ПАУ, давление 4.5 бар, температура 1200 K.

16–24 атомов углерода. Полученные экспериментальные данные были сопоставлены с результатами численного моделирования. Рассчитанные с помощью кинетического механизма [31, 37–39] временные профили мольной доли $C_{10}H_8$, $C_{14}H_{10}$ и $C_{16}H_{10}$ для температур 1200 K и 1500 K представлены на рисунках 7 и 8. С увеличением времени концентрации всех рассматриваемых молекул увеличиваются. Количественно ПАУ при температуре 1500 K образуется значительно больше, чем при 1200 K вследствие увеличения распада бензола с ростом температуры. Пунктирными вертикальными линиями на рисунках 7 и 8 отмечены моменты времени, когда проведены измерения спектров ЛИФ. Расчеты показывают (рисунок 7), что при низких температурах порядка 1200 K на начальных временах (40 и 150 мкс) количество ПАУ размером A_2 существенно превышает количество ПАУ размером A_3–A_4. На больших временах (650 мкс) концентрации A_2 и A_4 примерно одного порядка. ЛИФ-измерения (рисунки 4, 5 и 6) при данной температуре показали максимумы спектров в диапазоне от 300 до 350 нм (с небольшим смещением в длинные волны при увеличении времени) для всех времен (40, 150 и 650 мкс), что соответствует литературным данным для спектров A_2 (рисунок 3).

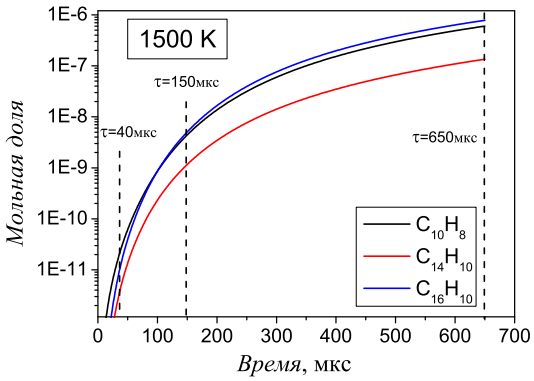


Рисунок 8. Расчетные временные профили мольных долей ПАУ, давление 4.5 бар, температура 1500 K.

При более высоких температурах (1500 K) расчеты показывают для всех рассматриваемых моментов времени (40, 150 и 650 мкс) примерно одинаковое соотношение между концентрациями ПАУ различных размеров (рисунок 8). Мольные доли A_2 и A_4 оказываются примерно одного порядка в течение всего времени расчета (до 650 мкс). ЛИФ-эксперименты (рисунки 4, 5 и 6) при данной температуре показали широкие спектры (от 300 до 500 нм) для всех моментов времени, когда проводились измерения, что свидетельствует об одновременном присутствии в газовой фазе ПАУ разного размера. Однако на временах 650 мкс наблюдается ярко выраженный максимум в районе 400–450 нм (соответствует A_4). Для данного момента времени (650 нм) расчет показывает снижение доли A_2 по отношению к A_4.

Конечно, сравнение измеренных ЛИФ-спектров, являющихся суммарными от вкладов различных ПАУ, и рассчитанных мольных долей отдельных ПАУ не совсем корректно. Более того, как было указано выше, сигнал ЛИФ зависит не только от концентрации компонент, но и от сечения поглощения и квантовой эффективности. Значения этих величин отличаются для разных ПАУ и изменяются с температурой. К сожалению, в литературе в настоящее время недостаточно данных для проведения более точного моделирования, учитывающего свойства различных ПАУ. Тем не менее, на качественном уровне полученные экспериментальные данные согласуются с результатами кинетического моделирования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показана возможность регистрации спектров флюоресценции молекул ПАУ размерами от 6–10 до 16–24 атомов углерода, что эквивалентно 1–7 ароматическим кольцам в структуре, образующимися при пиролизе бензола при температурах 1200–1800 K в течение первых 650 мкс. Дальнейшее увеличение температуры или времени реакции приводит к немедленному появлению конденсированной фазы, что затрудняет измерения ЛИФ. Непосредственно перед появлением конденсированной фазы наблюдаются спектры с максимум в районе 450–500 нм, что соответствует молекулам с размерами 4–8 ароматических колец. Сравнение с результатами кинетического моделирования позволяет сделать вывод, что крупные ПАУ, состоящие из 4-х и более ароматических колец, являются предшественниками появления конденсированной фазы, и таким образом могут считаться зародышами углеродных наночастиц.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа была поддержана грантом РФФИ №18-38-20085.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Appel J, Bockhorn H and Frenklach M 2000 *Comb. Flame* **121** 122–136
2. Sander M, Patterson R I A, Braumann A and Kraft M 2011 *Proc. Combust. Inst.* **33** 675–683
3. Saggese C *et al* 2015 *Comb. Flame* **162** 3356–3369
4. Agafonov G L, Smirnov V N and Vlasov P A 2011 *Proc. Combust. Inst.* **33** 625–632
5. Wang H 2011 *Proc. Combust. Inst.* **33** 41–67
6. Frenklach M, Clary D W, Gardiner W C and Stein S E 1984 *Int. Symp. Combust.* **20** 887–901
7. Fahr A and Stein S E 1988 *Int. Symp. Combust.* **22** 1023–1029
8. Stein S E, Walker J A, Suryan M M and Fahr A 1990 *Int. Symp. Combust.* **23** 85–90
9. Miller J A and Melius C F 1992 *Comb. Flame* **91** 21–39
10. Eremin A V 2012 *Prog. Energy Combust. Sci.* **38** 1–40
11. Eremin A, Gurentsov E, Popove E and Priemchenko K 2011 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **104** 285–295
12. Michelsen H A, Schulz K, Smallwood G J and Will S 2015 *Prog. Energy Combust. Sci.* **51** 2–48
13. Schulz K *et al* 2006 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **83** 333–354
14. Kellerer H, Müller A, Bauer H J and Wittig S 1996 *Combust. Sci. Technol.* **113** 67–80
15. Desgroux P, Mercier X and Thomson K A 2013 *Proc. Combust. Inst.* **34** 1713–1738
16. Beretta F, Cincotti V, D'Alessio A and Menna P 1985 *Comb. Flame* **61** 211–218
17. Hayashida K, Amagaj K, Satoh K and Arai M 2006 *J. Eng. Gas Turbines Power* **128** 241–246
18. Kobayashi Y, Furuhata T, Amagai K and Arai M 2008 *Comb. Flame* **154** 346–355
19. Xiao J, Austin E and Roberts W L 2005 *Combust. Sci. Technol.* **177** 691–713
20. Bejaoui S, Mercier X, Desgroux P and Therssen E 2014 *Comb. Flame* **161** 2479–2491
21. Hayes J M and Small G J 1982 *Anal. Chem.* **54** 1202–1204
22. Sun R *et al* 2010 *Opt. Lasers Eng.* **48** 1231–1237
23. Liu P *et al* 2015 *J. Phys. Chem.* **119** 13009–13017
24. Ossler F, Metz T and Alden M 2001 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **72** 465–478
25. Orain M, Baranger P, Rossow B and Grisch F 2011 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **102** 163–172
26. Chen B *et al* 2017 *Comb. Flame* **177** 123–136
27. Zhang Y *et al* 2018 *Comb. Flame* **192** 439–451
28. Zabeti S *et al* 2015 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **118** 295–307
29. Thöny A and Rissi M J 1997 *J. Photochem. Photobiol.* A **104** 25–33
30. Chi Z *et al* 2001 *Spectrochim. Acta* A **57** 1377–1384
31. Saggese C, Frassoldati A, Cuoci A, Faravelli T and Ranzi E 2013 *Comb. Flame* **160** 1168–1190
32. Kern R D *et al* 1984 *Int. Symp. Combust.* **20** 789–797
33. Lovell A B, Brezinsky K and Glassman I 1988 *Int. Symp. Combust.* **22** 1063–1074
34. Laskin A and Lifshitz A 1996 *Int. Symp. Combust.* **26** 669–675
35. Eremin A, Gurentsov E and Mikheyeva E 2015 *Comb. Flame* **162** 207–215

36. Arai M, Kashiwa K, Kitahara T and Kobayashi Y 2018 *J. Nanosci. Nanotechnol. Appl.* **2**(2) 1–14
37. Pelucchi M *et al* 2014 *Energy Fuels* **28**(11) 7178–7193
38. Djokic M *et al* 2014 *Comb. Flame* **161** 2739–2751
39. Bieleved T *et al* 2009 *Proc. Combust. Inst.* **32** 493–500
40. Hayashida K, Mogi T, Amagai K and Arai M 2011 *Fuel* **90** 493–498
41. Kohse-Höinghaus K and B J J 2002 *Applied combustio ndiagnostics* (New York: Taylor&Francis)
42. Aizawa T, Imaichi K, Kosaka H and Matsui Y 2003 *SAE Transactions* **112** 906–915

Неустойчивость релятивистских ударных волн: численное исследование на основе модельного уравнения состояния

А. В. Конюхов, П. Р. Левашов, А. П. Лихачев и И. Л. Иосилевский
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: konyukhov_av@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 декабря 2018 г.

Аннотация. Рассматривается поведение неустойчивых релятивистских ударных волн на основе специально разработанного модельного уравнения состояния, допускающего адиабаты Тауба–Гюгонио с участками, на которых нарушаются линейные критерии гидродинамической устойчивости релятивистской ударной волны (УВ). Участки неустойчивости УВ перекрываются областями с неоднозначным представлением ударно-волнового разрыва. В условиях неоднозначного представления ударно-волнового разрыва в первом случае наблюдается расщепление УВ с образованием автомодельной комбинированной волны сжатия, во втором случае наблюдаются двумерные нестационарные решения, характеризующимся наличием сильных поперечных волн.
https://doi.org/10.33849/2019208

1. ВВЕДЕНИЕ

Линейная теория устойчивости релятивистской ударной волны была разработана В. М. Конторовичем [1], G. Russo и A. M. Anile [2, 3]. В соответствии с этой теорией ударные волны неустойчивы относительно малых периодических возмущений, если выполнено одно из двух условий:

$$L < -1, \tag{1}$$

$$L > (1 + 2M + v_0 v_1)/(1 - v_0 v_1), \tag{2}$$

где

$$L = \frac{p_1 - p_0}{\tau_0 - \tau_1}\left(\frac{d\tau}{dp}\right)_H$$

— релятивистский аналог параметра Дьякова, M — число Маха течения за фронтом УВ, τ — обобщенный объем, v_0 и v_1 — начальная и конечная скорости среды в системе отсчета, связанной с ударной волной, производная берется вдоль ударной адиабаты Тауба–Гюгонио. Здесь и далее используются безразмерные переменные, которые определяются следующими масштабами: масштаб скорости — скорость света c, удельной энергии c^2, давления и плотности энергии $\rho_m c^2$, где ρ_m — характерная плотность, значение которой определяется при построении модельного уравнения состояния.

Ранее нелинейное поведение нерелятивистских ударных волн, неустойчивых с точки зрения линейной теории, рассматривалось в [4, 5] с использованием предложенного в [6] модельного уравнения состояния и его модификации [5]. В соответствии с заключением фундаментальной работы [7] участки ударной адиабаты, которые соответствуют неустойчивым ударным волнам, перекрываются областями с неоднозначным представлением ударно-волнового разрыва. Если такая область перекрывает участок ударной адиабаты с выполнением условия $L < -1$, вместо единичной ударной волны реализуется комбинированная волна сжатия, включающая в себя два скачка, распространяющихся в одном направлении, и изоэнтропическую волну сжатия между ними [4]. Если выполнено условие $L > 1+2M$ (не релятивистский аналог условия (2)), ударные волны, принадлежащие области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва, приобретают двумерную нестационарную структуру, характеризующуюся наличием сильных поперечных (вторичных) волн [5].

Проявления ударных волновых неустойчивостей представляют интерес в физике горячего ядерного вещества, где появление конкретных волновых конфигураций может служить сигналом прямого или обратного кварк-адронного фазового перехода. Согласно современным представлениям, явления, возникающие после термализации кварк-глюонной плазмы, могут быть описаны в рамках релятивистской гидродинамики (см., например, [8, 9]). Попытки найти упомянутые выше сигналы были сделаны в ряде работ (например, [10] и ссылки, приведенные в этой статье). В основном в литературе рассмотривается ударно-волновое сжатие с кварк-адронным фазовым переходом первого порядка. В этом случае адиабаты Тауба–Гюгонио, пересекающие фазовую границу, имеют излом, и вместо одиночной ударной волны реализуется двухволновая комбинированная волна сжатия (см. также [11]).

В то же время из-за существующей неопределенности в моделировании термодинамических свойств горячего ядерного вещества можно предположить непрерывное изменение термодинамических свойств в области фазового перехода, что приводит к формированию гладкого перегиба ударной кривой вместо излома. Если для такой области выполнено неравенство (1), ожидается формирование комбинированной волны сжатия, состоящей из трех элементов (двух ударных волн, движущихся в одном направлении, и разделяющей их изоэнтропической волны сжатия).

Кроме того, даже существующие и используемые уравнения состояния горячей ядерной материи, построенные на основе уравнения состояния адронного газа и модели мешков для кварк-глюонной плазмы, могут дать положительный наклон адиабаты Тауба–Гюгонио в плоскости p–τ (при входе ударной адиабаты в область кварк-глюонной плазмы). Это условие необходимо (хотя и недостаточно) для выполнения неравенства (2). Если дальнейшее уточнение уравнения состояния сделает наклон ударной кривой достаточным, это может привести к формированию волновой структуры, аналогичной

описанной выше для нерелятивистского случая [5], что также представляет теоретический интерес.

Основной целью этой работы является распространение нелинейного анализа поведения неустойчивых ударных волн, выполненного в [4, 5] на релятивистский случай. В расчетах используется модификация модельного уравнения состояния [6], позволяющая рассмотреть указанные выше аномалии адиабат.

2. МОДЕЛЬНОЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Рассмотрим основные моменты построения модельного уравнения состояния. Для расчета адиабатических течений достаточно иметь калорическое уравнение состояния. Начнем с уравнения состояния с обычной выпуклой формой изоэнтроп, но с быстрым уменьшением сжимаемости вещества при $p \approx 1$,

$$V = V_0(S) - C\sqrt{\pi}\,\mathrm{erf}(p), \tag{3}$$

где

$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} \mathrm{d}t$$

— функция ошибок, $C = \mathrm{const}$, p и V — безразмерные давление и удельный объем, соответственно. Внутренняя энергия, удовлетворяющая условию $e = 0$ при $p = 0$, записывается в виде $e = C(1 - \exp(-p^2))$. В соответствии с [6], аномалии ударных адиабат, которые приводят к появлению участков неустойчивости ударных волн, достигаются, если вместо константы C использовать функцию объема $C = 4 - \exp(-(V-4)^2)$. В этой форме уравнение состояния допускает адиабаты Тауба–Гюгонио с участками, на которых выполняются критерии неустойчивости ударной волны, однако не может быть применено в релятивистском случае из-за нарушения релятивистского принципа причинности. А именно, скорость звука, в соответствии с уравнением состояния растет с увеличением p как $\exp(p^2)$ и при сильном сжатии превышает скорость света. Чтобы исправить асимптотику при $p \to \infty$, запишем выражение для внутренней энергии в виде

$$e(V,p) = \xi(1 - \exp(-(p/\xi)^2) + k(p/\xi)^n V)(4 - e^{-(V-4)^2}), \tag{4}$$

где k, ξ — некоторые константы. В частном случае $k = 0, \xi = 1$, это уравнение состояния сводится к модельному уравнению состояния [6]. Введение в уравнение дополнительного члена $k(p/\xi)^n V$ при надлежащем выборе параметров гарантирует выполнение релятивистского принципа причинности $c_s < 1$. Параметр n определяет поведение скорости звука при высоких давлениях. Скорость звука ограничена, если $n > 1$. В расчетах, представленных в настоящей статье, полагается $n = 2$. Параметр ξ масштабирует внутреннюю энергию, что позволяет варьировать Лоренц-фактор ударной волны $1/(1 - v_0^2)^{1/2}$ и исследовать релятивистские эффекты в рамках специальной постановки задачи. При $\xi \to 0$ решения уравнений релятивистской гидродинамики, записанные в переменных $(\mathbf{v}/\sqrt{\xi}, p/\xi, \rho)$, стремятся к своему классическому нерелятивистскому пределу,

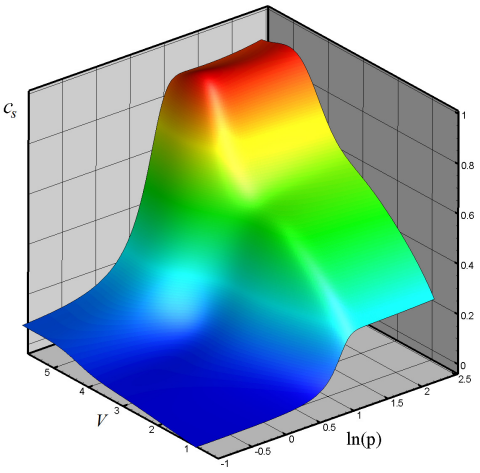


Рисунок 1. Скорость звука в единицах скорости света в зависимости от удельного объема и давления для модельного уравнения состояния.

независящему от параметра ξ (здесь $\mathbf{v}$ — вектор скорости, p — давление, ρ — плотность массы покоя). Зависимость решения, в том числе, формы ударных адиабат, границ неустойчивости ударной волны, структуры комбинированных волн сжатия от этого параметра является проявлением релятивистских эффектов. Зависимость скорости звука от давления и удельного объема, являющегося обратной величиной плотности массы покоя, для $\xi = k = 0.003$ показана на рисунке 1.

3. УРАВНЕНИЯ

Уравнения релятивистской динамики жидкости включают в себя уравнение сохранения энергии–импульса

$$\nabla_\beta T^{\alpha\beta} = 0, \tag{5}$$

где ∇_β — ковариантная производная в пространстве–времени; тензор энергии импульса задается формулой

$$T^{\alpha\beta} = (e + p)u^\alpha u^\beta - g^{\alpha\beta} p, \tag{6}$$

где e и p — плотность энергии и давление, определенные в системе покоя; ρ — плотность массы покоя; метрический тензор (специальной теории относительности) имеет вид $g^{\alpha\beta} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1)$ (диагональная матрица, чьи ненулевые элементы перечислены в скобках); $u^\alpha = (\Gamma, \mathbf{v}\Gamma)^T$ — 4-скорость; $\mathbf{v}$ — вектор скорости; $\Gamma = 1/(1 - \mathbf{v}^2)^{1/2}$ — фактор Лоренца (используются единицы измерения, в которых скорость света равна 1) [12]. Индексы α и β принимают значения 0, 1, 2, 3. Система замыкается дополнительным законом сохранения

$$\nabla_\alpha(\rho u^\alpha) = 0. \tag{7}$$

4. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Система уравнений (5)–(7) в двумерном случае может быть записана в виде гиперболических законов со-

хранения в декартовой системе координат (t, x, y):

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{F}^1(\boldsymbol{U})}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{F}^2(\boldsymbol{U})}{\partial y} = 0, \tag{8}$$

где $\boldsymbol{U} = (D, S_1, S_2, \tau_e)^T$ — вектор консервативных переменных, потоки которых имеют вид $\boldsymbol{F}^i = (Dv_i, S_1 v_i + p\delta_{1i}, S_2 v_i + p\delta_{2i}, S_i - Dv_i)^T$. Консервативные переменные D, S_1, S_2 и τ_e связаны с плотностью, компонентами скорости и релятивистской энтальпией $h = 1 + (e+p)/\rho$ следующими соотношениями

$$D = \rho\Gamma, \quad S_i = \rho h \Gamma^2 v_i, \quad \tau_e = \rho h \Gamma^2 - p - \rho\Gamma. \tag{9}$$

Эти уравнения решаются методом итераций для определения простейших переменных на границах расчетных ячеек. Система уравнений (8) является гиперболической. Собственные значения матрицы Якоби $\partial \boldsymbol{F}_n / \partial \boldsymbol{U}$ вектора $\boldsymbol{F}_n = \boldsymbol{F}^1 n_x + \boldsymbol{F}^2 n_y$ имеют вид

$$\begin{aligned}
&\lambda_1 = \lambda_2 = v_n, \\
&\lambda_3 = \lambda_m = \frac{v_n(1-c^2) - c\sqrt{(1-v^2)[1-v^2c^2-v_n^2(1-c^2)]}}{1-v^2c^2}, \\
&\lambda_4 = \lambda_p = \frac{v_n(1-c^2) + c\sqrt{(1-v^2)[1-v^2c^2-v_n^2(1-c^2)]}}{1-v^2c^2},
\end{aligned} \tag{10}$$

где релятивистская скорость звука определена соотношением

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial e}\right)_s = \left(\frac{\partial p}{\partial e}\right)_\rho + \frac{\rho}{p+e}\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_e. \tag{11}$$

Правые собственные вектора матрицы Якоби записываются в виде

$$\begin{aligned}
\mathbf{r}^1 = &\left(\frac{k}{h\Gamma(k-1)}, \quad v_1, \quad v_2, \quad 1 - \frac{k}{h\Gamma(k-1)}\right)^T, \\
\mathbf{r}^2 = &\left(v_2\Gamma, \quad 2h\Gamma^2 v_t v_1 - h n_y, \quad 2h\Gamma^2 v_t v_2 + h n_x, \quad -v_t\Gamma + 2h v_t \Gamma^2\right)^T, \\
\mathbf{r}^3 = &\left(1, \quad \left(-n_y v_t + n_x \frac{\lambda_m}{a_m}\right) h\Gamma, \quad \left(n_x v_t + n_y \frac{\lambda_m}{a_m}\right) h\Gamma, \quad -1 + \frac{h\Gamma}{a_m}\right)^T, \\
\mathbf{r}^4 = &\left(1, \quad \left(-n_y v_t + n_x \frac{\lambda_p}{a_p}\right) h\Gamma, \quad \left(n_x v_t + n_y \frac{\lambda_p}{a_p}\right) h\Gamma, \quad -1 + \frac{h\Gamma}{a_p}\right)^T,
\end{aligned} \tag{12}$$

где $k = h/(h - (\partial e/\partial\rho)_p)$. Вариации локальных характеристических переменных $\alpha_i = \mathbf{l}^i \cdot \Delta\boldsymbol{U}$ определяются на границах расчетных ячеек согласно формулам

$$\begin{aligned}
\alpha_1 &= \Gamma(k-1)(h\,\Delta D + \Gamma(\boldsymbol{v}\cdot\Delta\boldsymbol{S} - \Delta D - \Delta\tau_e)), \\
\alpha_2 &= \tfrac{v_t}{h(1-v_n^2)}\,(v_n\Delta S_n - \Delta D - \Delta\tau_e) + \tfrac{1}{h}\Delta S_t,, \\
\alpha_3 &= \tfrac{a_m}{h\Gamma(\lambda_p-\lambda_m)}[(v_n-\lambda_p)\Lambda - (a_p + v_n b_p)\Delta S_n + \\
&\quad + (b_p + v_n a_p)(\Delta D + \Delta\tau_e)],, \\
\alpha_4 &= -\tfrac{a_p}{h\Gamma(\lambda_p-\lambda_m)}[(v_n-\lambda_m)\Lambda - (a_m + v_n b_m)\Delta S_n + \\
&\quad + (b_m + v_n a_m)(\Delta D + \Delta\tau_e)].
\end{aligned} \tag{13}$$

В (12) и (13) использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
&\Lambda = \Gamma\left((k-1)h\,\Delta D + (k+1)\Gamma(\boldsymbol{v}\cdot\Delta\boldsymbol{S} - \Delta D - \Delta\tau_e)\right), \\
&b_l = (v_n - \lambda_l)(1-v_n^2)^{-1}, \\
&a_l = (1 - v_n\lambda_l)(1-v_n^2)^{-1}, \quad l = m, p.
\end{aligned} \tag{14}$$

Здесь, v_n, v_t, S_n, S_t — нормальные и тангенциальные к грани расчетной ячейки компоненты скорости и импульса; Δf обозначает скачок переменной на границе ячеек. Используя (10)–(13), численные методы для скалярного уравнения переноса могут быть применены к локальным характеристическим переменным. В настоящей работе для вычисления переменных на гранях ячеек применяется существенно неосциллирующая схема (ENO) третьего порядка точности [13]. Численный вектор потоков в точках интегрирования, расположенных на гранях ячеек, определяется на основе приближенного метода решения задачи Римана о распаде разрыва HLLC [14]. Для интегрирования по времени используется TVD метод Рунге–Кутта третьего порядка точности [13].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассматривается задача Римана для уравнений релятивистской гидродинамики с начальными данными, соответствующими ударной волне в условиях неоднозначного представления ударно-волнового разрыва. При малых значениях ξ скорости в задаче о распаде ударно-волнового разрыва малы по сравнению со скоростью света, и решение стремится к нерелятивистскому пределу. Анализ аномального поведения нерелятивистских ударных волн выполнен в работах [4, 5]. В настоящей работе этот анализ распространяется на релятивистский случай.

5.1. Случай $L < -1$

Когда внутренняя энергия (в единицах c^2) по мере увеличения параметра ξ становится сравнимой с единицей, релятивистские поправки становятся все более заметными. В частности, они оказывают влияние на выполнение условий неустойчивости ударной волны [3, 15] и на структуру расщепления ударной волны в области неоднозначного представления ударно-волнового

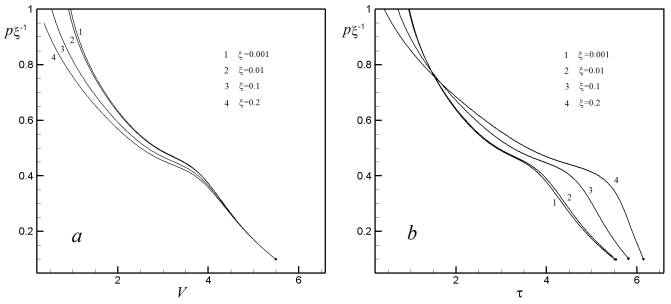


Рисунок 2. Модельные ударные адиабаты релятивистской гидродинамики, построенные в переменных p–V и p–τ для различных значений параметра ξ.

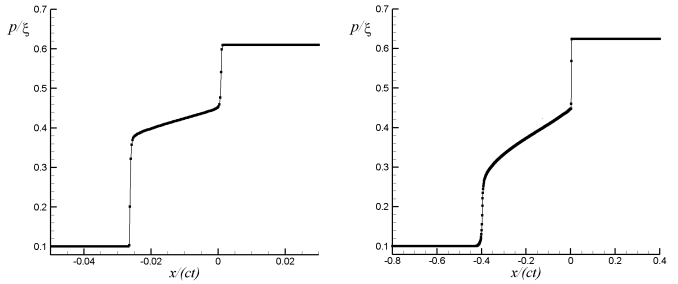


Рисунок 3. Расщепление ударной волны в области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва при различных значениях параметра ξ: $\xi = 0.01$ и $\xi = 0.2$. Показано давление p/ξ как функция безразмерной координаты.

разрыва. Ударные адиабаты Тауба–Гюгонио [16]

$$h_1^2 - h_0^2 + (p_1 - p_0)(\tau_1 + \tau_0) = 0 \qquad (15)$$

в переменных $(p/\xi, V)$ и $(p/\xi, \tau)$, построенные для начального состояния ($p_0 = 0.1\xi$, $V_0 = 0.1821$) и различных значений параметра ξ, показаны на рисунке 2. Здесь $\tau = h/\rho$ обозначает обобщенный объем; индексы 1 и 2 соответствуют начальному и конечному состоянию. Ударная адиабата 1 близка к классическому пределу. Различия кривых, построенных для разных значений ξ, вызваны релятивистскими эффектами. Решения задачи Римана, соответствующие конечному давлению $p_1 = 0.6\xi$ и различным значениям параметра ξ, показаны на рисунке 3. Решения были получены с использованием уравнения состояния (4) с $n = 2$. Пример адиабаты Тауба Гюгонио, соответствующей $n = 2$ и $\xi = 0.003$ показан на рисунке 4, где обозначены область неустойчивости ударной волны и область неоднозначного представления ударно-волнового разрыва.

Условие неустойчивости (1) выполнено для ударных волн с конечным состоянием на участке AB адиабаты Тауба–Гюгонио H. Этот участок перекрывается областью неоднозначного представления ударно-волнового разрыва AC. Точки A, B и C определяются в результате построения касательных к ударной адиабате линий, проходящих через начальную точку O. Точки A и B являются точками касания, в то время как C является точкой пересечения ударной адиабаты и касательной к ударной адиабате в точке A, выпущенной из точки O. Расчет, показанный на рисунке 3(a) соответствует нерелятивистскому пределу $\xi \to 0$. Рисунки 3(b,c) показывают увеличение амплитуды изоэнтропической волны сжатия и рост разности скоростей лидирующей и замыкающей ударных волн в комбинированной волне сжатия.

На рисунке 5 показано расщепление релятивистских ударных волн при $\xi = 0.1$ и $p_1/p_0 = 4.5; 8; 11; 14$. Нижняя граница неустойчивости УВ определяется касанием линии Релея-Михельсона и ударной адиабаты в плоскости p–τ (точка A на рисунке 3). Участок AM ударной адиабаты соответствует ударным волнам, которые распадаются на конфигурацию $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{C}\vec{S}$ (рисунок 5(a)), где S и C обозначают ударную волну и изоэнтропическую волну сжатия, соответственно; T обозначает контактный разрыв, в скобках указаны волны альтернативного семейства. Точка M на рисунке 3 соответствует выполнению условия $(\partial^2 p/\partial\tau^2)_S = 0$. Вторая ударная волна в комбинированной волне сжатия возникает при переходе в область $(\partial^2 p/\partial\tau^2)_S > 0$ выше точки M. Рисунок 5(b) соответствует расщеплению ударной волны с образованием двух ударных волн и изоэнтропической волны сжатия между ними $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\overrightarrow{SCS}$. По мере того, как давление за фронтом исходной УВ приближается к точке C, разность скоростей первой и второй ударных волн в структуре комбинированной волны сжатия, а также амплитуда изоэнтропической волны сжатия, стремятся к 0 (см. рисунок 5(c,d)). Выше точки C, ударные волны устойчивы относительно распада. В классическом пределе точки, соответствующие $p_1/p_0 = 11; 14$, расположены вне области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва и расщепление УВ не происходит. Релятивистский эффект проявляется в сдвиге верхней границы области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва в область

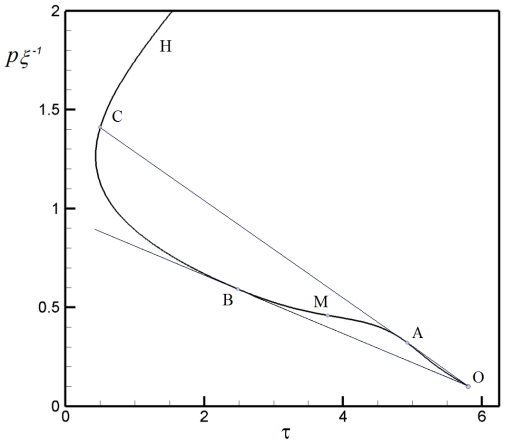


Рисунок 4. Ударная адиабата Тауба–Гюгонио в переменных p–τ, содержащая область неоднозначного представления ударно-волнового разрыва (AC), покрывающую участок, на котором выполняется условие неустойчивости УВ $L < -1$ (AB). Точка на ударной адиабате является также точкой перегиба изоэнтропы, в которой выполняется равенство $(\partial^2 p/\partial\tau^2)_S = 0$. Наблюдаются следующие схемы распада: $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{C}\vec{S}$ на участке AM и $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\overrightarrow{SCS}$ на участке MC.

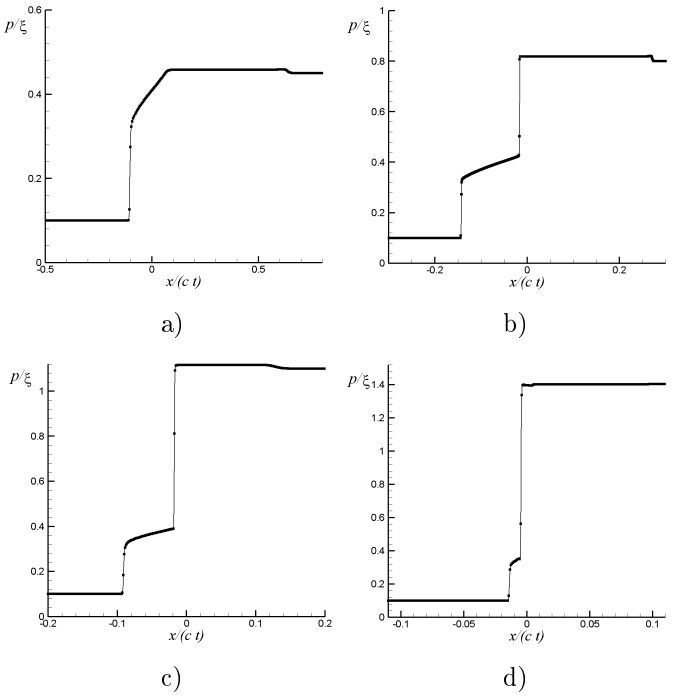


Рисунок 5. Расщепление ударной волны в условиях неоднозначного представления ударно-волнового разрыва при различной интенсивности исходной УВ p_1/p_0: 4.5(a), 8(b), 11 (c), 14 (d).

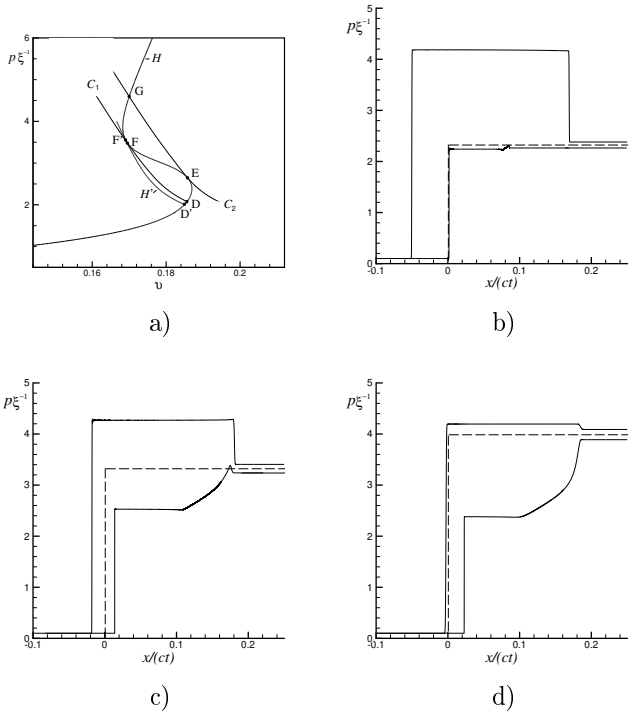


Рисунок 6. Ударная адиабата Тауба–Гюгонио с участком, на котором выполнено условие неустойчивости УВ (2) показана в переменных $p - -u$. Для различных участков области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва (EF, $D'E$ и FG) показана реакция ударной волны на низкоамплитудные возмущения в виде волн сжатия и разрежения. В зависимости от участка наблюдаются следующие конфигурации расщепления возмущенной УВ: $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$ на $D'E$, $\vec{S} \to \overleftarrow{R}\vec{T}\vec{S}$ или $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$ на EF, $\vec{S} \to \overleftarrow{R}\vec{T}\vec{S}$ на FG.

высоких давлений в результате трансформации формы ударной адиабаты в переменных p–τ.

5.2. Случай $L > (1 + 2M + v_0v_1)/(1 - v_0v_1)$

Рассмотрим случай, когда на отрезке адиабаты Тауба–Гюгонио выполняется условие (2). Пример такой адиабаты (H), показанный на рисунке 6(a) в переменных p–u, соответствует следующим значениям параметров: $n = 2$ и $\xi = k = 0.003$; начальное состояние $\rho_0 = 0.1821$ и $p_0 = 0.1\xi$.

Условие неустойчивости выполняется для ударных волн с конечным состоянием, соответствующим отрезку EF на рисунке 6(a). Конечными точками этого отрезка являются точки касания в плоскости p–u ударной адиабаты и изоэнтроп, соответствующих семейству волн, распространяющихся в противоположном направлении. В этих точках выполняется условие касания:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{C^-} = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{H}, \tag{16}$$

Здесь производная в правой части равенства берется вдоль ударной адиабаты Тауба–Гюгонио, а производная в левой части равенства вдоль изоэнтропы семейства

$$C^- : \quad \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{C^-} = -\Gamma' \rho c_s h, \tag{17}$$

где значения переменных соответствуют состоянию за фронтом ударной волны, а фактор Лоренца определен в системе покоя среды перед фронтом ударной волны (см. [3]).

На основе построений в плоскости p–u можно видеть, что участок неустойчивости EF (рисунок 6(a)) принадлежит сегменту $D'G$, на котором ударно-волновой разрыв представляется в виде конфигураций расходящихся волн, соединяющих начальное и конечное состояние исходной ударной волны. В пределах области с неоднозначным представлением ударно-волнового разрыва ($D'G$) можно выделить три участка $D'E$, EF и FG, на которых возможны следующие конфигурации распада: $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$ на $D'E$, $\vec{S} \to \overleftarrow{R}\vec{T}\vec{S}$ или $\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$ на EF, $\vec{S} \to \overleftarrow{R}\vec{T}\vec{S}$ на FG. Здесь S и R обозначают ударную волну и волну разрежения, соответственно; T обозначает контактный разрыв; элементы, отмеченные стрелкой ($\leftarrow$), соответствуют альтернативному (для исходной УВ) семейству волн. Заметим, что в отличие от случая $L < -1$, распад оставляет лидирующую ударную волну в условиях неоднозначного представления ударноволнового разрыва. Например, расщепление ударной волны с конечным состоянием на FG ($\vec{S} \to \overleftarrow{R}\vec{T}\vec{S}$) приводит к образованию конфигурации распада с лидирующей ударной волной на отрезке $D'E$, где, в свою очередь, возможно «обратное» расщепление ($\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$) с лидирующей ударной волной, соответствующей точке на участке FG ударной адиабаты. Это свойство приводит к сложному поведению ударных волн, которое характерно для ударной адиабаты с выполнением условия $L > (1 + 2M + v_0v_1)/(1 - v_0v_1)$, т.е. является маркером данной неустойчивости. Одномер-

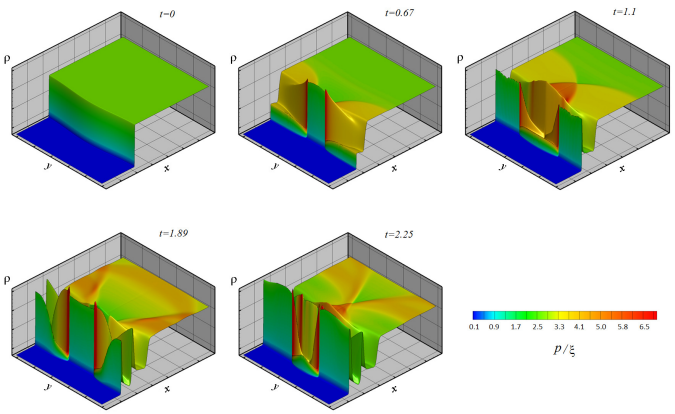


Рисунок 7. Формирование нестационарного режима, сопровождающегося наличием незатухающих поперечных волн, при гармоническом возмущении формы фронта ударно-волнового разрыва с параметрами, соответствующими области его неоднозначного представления.

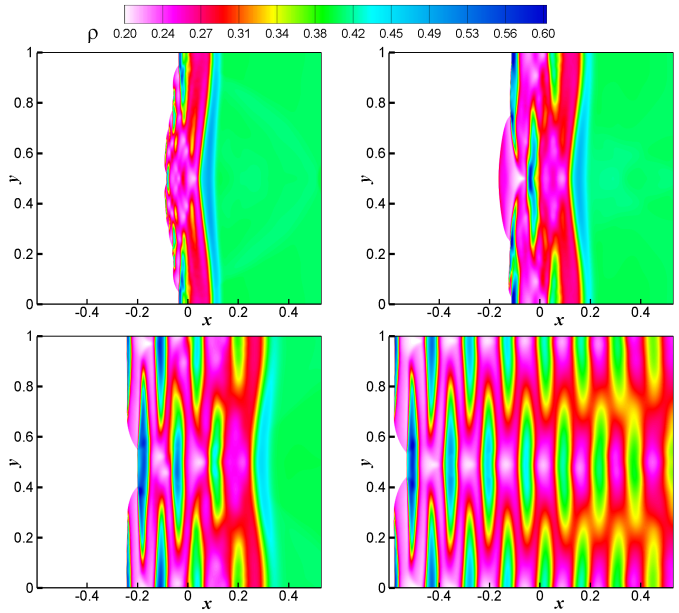


Рисунок 8. Нелинейное взаимодействие вторичных волн: сильные волны поглощают слабые.

ные расчеты ударных волн с конечным состоянием в области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва $D'G$ показывают, что поведение ударной волны (независимо от того, распадается она или нет) зависит от малых возмущений. Если ударная волна, соответствующая участку FG, взаимодействует с волной сжатия малой амплитуды или ударная волна, соответствующая сегменту $D'E$, взаимодействует с волной разрежения малой амплитуды, приходящей на УВ со стороны сжатого вещества, эти взаимодействия приводит к малому изменению параметров ударной волны. То есть ударная волна реагирует на возмущение как устойчивая. С другой стороны, возмущения противоположного знака инициируют расщепление ударной волны с конфигурациями распада ($\vec{S} \to \overleftarrow{R}\vec{T}\vec{S}$) и ($\vec{S} \to \overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$), соответственно. Ударные волны, соответствующие участку неустойчивости EF, во всех случаях расщепляются

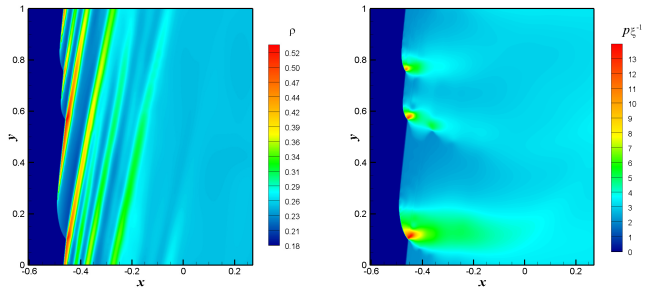


Рисунок 9. Распределения плотности (а) и давления (б), вызванные вторичными волнами в результате локального возмущения метастабильной УВ, соответствующей участку DF адиабаты Тауба–Гюгонио.

необратимо; ударные волны с конечным состоянием на участке EF также не являются элементами распадных конфигураций. Реализуемая конфигурация распада зависит от возмущения, как показано на рисунке 6(b-d), где представлены результаты моделирования возмущенной ударной волны. На рисунках показана зависимость давления от координаты, штриховая линия соответствует исходной ударной волне.

Поведение ударной волны в области ее неоднозначного представления, содержащей участок адиабаты Тауба–Гюгонио с выполненным условием неустойчивости УВ $L > (1 + 2M + v_0v_1)/(1 - v_0v_1)$, исследовалось ранее в рамках двумерной постановки. В работе [5] показано, что в этом случае наличие периодического двумерного возмущения плоской ударной волны приводит к нестационарному режиму, напоминающему ячеистую детонацию. Начальная стадия эволюции поля давления в таком течении показано на рисунке 7.

На участках вогнутости фронта УВ (относительно направления распространения ударной волны) под влиянием приходящих от соседних участков фронта возмущений инициируется распад ударной волны на конфигурацию $\overleftarrow{S}\vec{T}\vec{S}$. На выпуклых участках фронта, находящихся под влиянием приходящих волн разрежения, на начальной стадии распад УВ не наблюдается. В результате образуются поперечные волны, распространяющиеся вдоль фронта УВ со стороны ударного сжатого вещества и формируется предельный нестационарный режим течения, в котором амплитуда колебаний давления за фронтом УВ соответствует протяженности области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва.

В том случае, если начальное возмущение включает в себя составляющие с различной длиной волны, то с течением времени остаются только длинноволновые возмущения. Это явление показано на рисунке 8, где представлена эволюция ударной волны, возмущенной несколькими гармониками. Такое поведение можно объяснить нелинейным взаимодействием поперечных волн: сильные вторичные волны поглощают слабые. Следует отметить, что в отличие от неустойчивой ударной волны (для которой выполняется условие $L > (1+2M+v_0v_1)/(1-v_0v_1)$) ударные волны, соответствующие участкам $D'E$ и FG области неоднозначности (рисунок 6), могут распространяться в метастабильном режиме. В этом случае локальное сильное возмущение

соответствующего знака приводит к образованию вторичных (поперечных) волн, распространяющихся вдоль фронта ударной волны, переводя ее в нестационарный режим, как показано на рисунке 9.

Рассмотрим плоскую ударную волну с конечным состоянием, относящимся к отрезку $D'E$ адиабаты Тауба–Гюгонио (рисунок 5). Эта ударная волна ведет себя как стабильная, взаимодействуя с приходящей слабой волной разрежения (см. одномерные решения, соответствующие участку $D'E$ на рисунке 5). Метастабильное поведение обусловлено отсутствием критических возмущений. Фактически, прохождение вихря или энтропийного возмущения через фронт ударной волны инициирует расщепление первичной ударной волны, которое сопровождается образованием вторичных волн, распространяющихся вдоль поверхности первичной ударной волны (см. рисунок 9).

В отличие от вторичных волн в случае стабильных или нейтрально устойчивых (в линейном приближении) ударных волн эти вторичные волны распространяются без видимого затухания. Колебания давления за фронтом УВ в этих волнах приблизительно соответствуют протяженности области неоднозначного представления ударно-волнового разрыва ($D'G$ на рисунке 6(a)).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нелинейный анализ нерелятивистских ударных волн, неустойчивых в соответствии с критериями теории линейной устойчивости, распространен на случай релятивистских ударных волн. Предложено модельное уравнение состояния, совместимое с релятивистской теорией (не приводит к сверхсветовым значениям скорости звука) и отвечающее требованию термодинамической стабильности. Адиабаты Тауба–Гюгонио, построенные на основе модельного уравнения состояния, содержат участки неоднозначного представления ударно-волнового разрыва, перекрывающие области неустойчивости ударной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kontorovich V M 1958 *JETP* **34** 186–94
2. Anile A M and Russo G 1986 *Phys. Fluids* **29** 2847–52
3. Anile A M and Russo G 1987 *Phys. Fluids* **30** 1045–51
4. Konyukhov A V, Likhachev A P, Oparin A M, Anisimov S I and Fortov V E 2004 *JETP* **98** 811–9
5. Konyukhov A V, Likhachev A P, Fortov V E, Anisimov S I and Oparin A M 2009 *JETP* **90** 25–31
6. Ni A L, Sugak S G and Fortov V E 1986 *High Temp.* **24** 435–40
7. Kuznetsov N M 1989 *Phys. Usp.* **32** 993–1012
8. Фортов В Е 2009 *Усп. физ. наук* **179** 653–687
9. Shuryak E 2009 *Progress in Particle and Nuclear Physics* **62** 48–101
10. Bugaev K A, Ivanytskyi A I, Oliinychenko D R, Sagun V V, Mishustin I N, Rischke D H, Satarov L M and Zinovjev G M 2016 *Eur. Phys. J.* A **52** 175–188
11. Konyukhov A V, Likhachev A P and Fortov V E 2015 *High Temp.* **53** 622–626
12. Landau L D and Lifshitz E M 1987 *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon)
13. Shu C W and Osher S 1989 *J. of Comput. Phys.* **83** 32–78
14. Mignone A and Bodo G 2005 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** 126–36
15. Russo G and Anile A M 1987 *Phys. Fluids* **30** 2406–2413
16. Taub A H 1987 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **301** 1

Определение параметров пикосекундной лазерной плазмы на начальных этапах её формирования методами высокоразрешающей рентгеновской спектроскопии

А. С. Мартыненко[1,2], С. А. Пикуз[1,2], С. Н. Рязанцев[1,2], И. Ю. Скобелев[1,2], К. Д. Баирд[3], Н. Бузс[4], Н. Вусли[3], Д. Фенг[5], Л. Доэль[3], Ф. Дюрей[3], Р. Кодама[6,7], Л. Ксин[5], К. Ланкастер[3], П. Мак Кена[8], К. Д. Мёрфи[3], Т. А. Пикуз[1,6], К. Спиндло[4], А. Я. Фаенов[1,6], Д. Фарли[3] и Л. М. Чен[5]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Москва, Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

[3] Институт физики плазмы Йорка, Кафедра Плазмы, Йоркский Университет, Йорк YO10 5DD, Великобритания

[4] Центральная лазерная установка, Лаборатория Резерфорда-Эплтона, Дидкот OX11 0QX, Великобритания

[5] Институт физики, Китайская Академия наук, Пекин 100190, Китай

[6] Институт для открытых и междисциплинарных научных инициатив, Осакский Университет, Осака 565-0871, Япония

[7] Институт лазерной инженерии, Осакский Университет, Сюита 565-0871, Япония

[8] Кафедра Физики, Университет Страйклайда, , Глазго G4 0NG, Великобритания

E-mail: spikuz@gmail.com

Статья поступила в редакцию 8 декабря 2019 г.

Аннотация. Рассмотрены подходы к определению методами рентгеновской спектроскопии основных параметров плотной плазмы, образующейся при облучении твердотельных микрометровых мишеней пикосекундными лазерными импульсами субпетаваттной мощности и релятивистской интенсивности. https://doi.org/10.33849/2019209

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие мощного лазерного излучения с веществом остаётся актуальным направлением исследований на протяжении уже более полувека. Благодаря развитию лазерной техники и сокращению длительности лазерного импульса сначала до пико-, а затем и фемтосекунд, стало возможным проведение экспериментов при потоках лазерного излучения, достигающих значений порядка 10^{22} Вт/см^2 (см., например, [1]), что представляет огромный интерес для широкого круга как для фундаментальных, так и прикладных задач [2, 3]. Одним из основных диагностических инструментов здесь является рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, показывающая свою высокую эффективность фактически при любых длительностях лазерных импульсов, используемых для нагрева плазмы. Тем не менее, как правило, имеющееся диагностическое оборудование не обеспечивает достаточно высокого временного, а часто и пространственного разрешения эмиссионных спектров, формирующихся в наиболее интересных для исследований областях плазмы с максимальными значениями плотности энергии. В настоящей работе представлен подход, позволяющий дать оценку параметров плазмы в момент прихода основного лазерного импульса (иными словами, в момент, соответствующий максимальной интенсивности лазерного излучения). Он основан на анализе интегральных по времени профилей рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов. Описаны вариации данного подхода в зависимости от ожидаемого характера разлета лазерной плазмы и показаны примеры их использования для диагностики пикосекундной лазерной плазмы.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные результаты были получены на лазерной установке коллективного доступа субпетаваттной мощности Vulcan PW (Лаборатория Резерфорда-Эпплтона, Великобритания) [4]. За счёт использования технологии OPCPA, а также плоского плазменного зеркала, для этой установки характерна высокая степень лазерного контраста, достигающего значений порядка 10^{10}.

В проведенных экспериментах энергия лазерного импульса составляла порядка 550 Дж при длительности 1.2 пс, а диаметр фокального пятна не превышал 5 мкм, что соответствовало потоку на мишени порядка 2×10^{21} Вт/см^2. В качестве мишеней были выбраны кремниевые фольги толщиной от 0.5 до 5 мкм, поверхности некоторых из которых были покрыты дополнительным слоем CH-пластика толщиной 1.4 мкм. В качестве основной диагностики использовались фокусирующие спектрометры с пространственным разрешением на основе сферически изогнутых кристаллов кварца [5]. Три спектрометра располагались с передней стороны мишени таким образом, что их спектральные диапазоны частично перекрывались для получения эмиссионного спектра в достаточно широком спектральном диапазоне от 4.5 до 7.5 Å (см. подробнее в работе [6]).

Для определения параметров плазмы полученные экспериментальные спектры сопоставлялись с расчетами по атомно-кинетическому численному коду PrismSPECT [7, 8], сделанными для различных значений температуры и плотности плазмы.

3. СТАЦИОНАРНЫЙ ПОДХОД К ДИАГНОСТИКЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

При облучении сравнительно толстых мишеней коротким высококонтрастным лазерным импульсом, а особенно при использовании мишеней с покрытием [9–12] можно ожидать, что основной вклад в эмиссионный спектр будут давать области плазмы с максимальной плотностью, а вкладом излучения разлетающихся областей можно пренебречь. В этом случае моделирование можно проводить в рамках стационарного подхода [13, 14], а значения температуры и плотности плазмы, при которых модельный спектр наиболее близок к экспериментальному, считать соответствующими моменту ее максимального нагрева. На рисунке 1 представлено сравнение экспериментального и модельных спектров. Первый был получен при облучении 5 мкм кремниевой фольги высококонтрастным лазерным импульсом установки Vulcan PW [15]. Синей пунктирной кривой на рисунке отмечен модельный спектр тормозного излучения, полученный в двухтемпературном приближении. Значения температур T_1, T_2 были выбраны из следующих соображений: значение T_1 выбиралось близким к предполагаемой величине электронной температуры плазмы (которое в последствии было подтверждено численным моделированием при описании рентгеновских спектров), а T_2 выбиралось из соображений необходимости учёта также излучения периферийных плазменных областей, для которых характерно более низкое значение температуры. В частности, в приведённом случае $T_1 = 500$ эВ, $T_2 = 100$ эВ. Чёрной пунктирной кривой на рисунке отмечен модельный спектр линейчатого излучения, полученный для ионной плотности, температуры и толщины плазмы, выбранных равными соответственно 3×10^{22} см$^{-3}$, 500 эВ и 1.5 мкм. Красной кривой соответствует их сумма, которая достаточно хорошо согласуется с экспериментальным спектром для всего доступного спектрального диапазона, 4.8–7.5 Å. Следует отметить, что использование в расчете стационарного подхода является приближением, так как в действительности плазма эволюционирует во времени, и ее параметры меняются. Хорошее соответствие модельного и наблюдаемого спектров означает, что стадия разлета даёт в данном случае лишь небольшой вклад, и оправдывает использование такого подхода.

4. УЧЕТ РАЗЛЕТА ПЛАЗМЫ В РАМКАХ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Если лазерный импульс обладает не слишком высоким контрастом или его длительность не слишком коротка, то в излучаемый спектр будет вносить существенный вклад стадия разлета плазмы. Наблюдаемые в этом случае интегральные по времени эмиссионные спектры будут содержать гораздо более узкие спектральные линии, а описанный выше подход, основанный на стационарном приближении, потеряет свою релевантность, так как интенсивности излучения более поздних стадий эволюционирующей по времени плазмы будут сравнимы с интенсивностью её начальных стадий. Это приводит к необходимости учета динамики расширения и остывания плазмы. В описываемом ниже подходе [16] плазма рассматривается как простой набор дискретных,

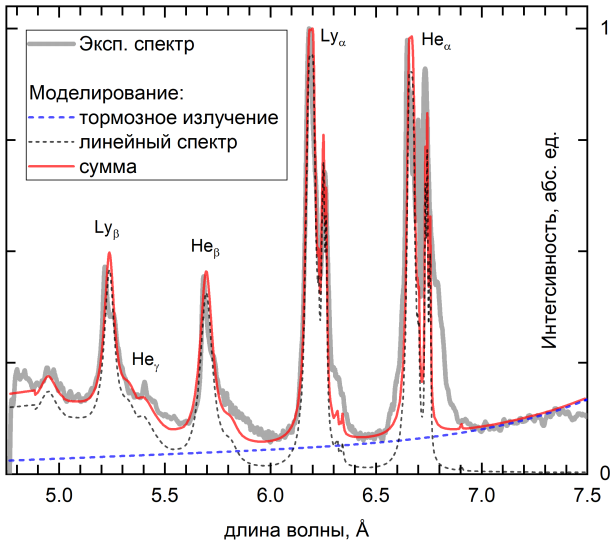


Рисунок 1. Сравнение экспериментальных данных с модельными спектрами. Серой кривой обозначен экспериментальный спектр. Синяя пунктирная кривая соответствует непрерывному спектру, рассчитанному в двухтемпературном приближении; чёрная пунктирная кривая — модельному линейчатому спектру, полученному в стационарном приближении; красная — их сумме.

скачкообразно сменяющих друг друга состояний, с различными значениями плотности, температуры и времени жизни, причем эти параметры связаны уравнениями адиабатического расширения. Это позволяет, по крайней мере, грубо учесть процессы расширения и остывания плазмы, и рассчитать модельные спектры с учетом этих процессов. В качестве примера рассмотрим экспериментальный спектр, полученный на установке Vulcan PW в условиях намеренно заниженного лазерного контраста при облучении кремниевой фольги толщиной 0.5 мкм. Результат его сравнения с модельным спектром приведён на рисунке 2(a). Здесь показаны результаты расчетов, сделанных для линий Ly$_\beta$ и He$_\beta$ (переходы 3p-1s ионов Si XIV и XIII, соответственно). Параметры первой стадии указаны в легенде к рисунку. Выбор именно этих линий связан с тем, что они, с одной стороны, достаточно интенсивные для прецизионного измерения их контуров, а, с другой, их ширины весьма чувствительны к плотности плазмы. Это позволяет использовать их ширины для оценки плотности плазмы, а оценку температуры сделать по соотношению их интенсивностей. Для удобства сравнения экспериментального и модельных спектров были рассчитаны ширины рассматриваемых линий на различных высотах: от 1/8 до 2/e относительно максимума соответствующих линий. Полученные данные представлены на рисунке 2(b,c). Ширины линий экспериментального спектра считались только по их коротковолновой части, после чего умножались на 2. Это было связано с необходимостью исключения влияния сателлитных структур, приводящих к заметному уширению резонансных линий в их длинноволновой области. Из рисунков видно, что основания линий Ly$_\beta$, He$_\beta$ лучше описываются модельными кривыми, соответствующим меньшим начальным плотностям, а верхние части линий — большим плотностям. Описание оснований линий дает наиболее прибли-

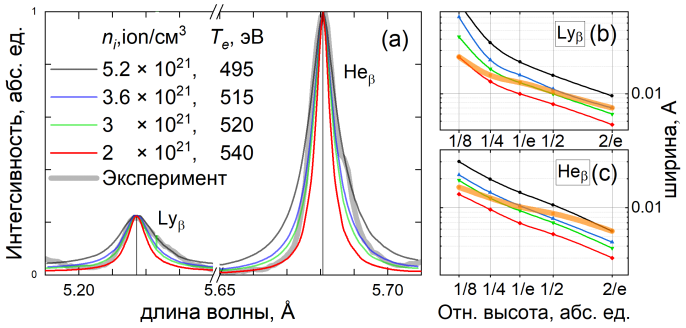


Рисунок 2. Профили линий Ly$_\beta$ и He$_\beta$, рассчитанные в приближении адиабатического разлёта плазмы (цветные кривые) и наблюдаемые в эксперименте (серая кривая). Начальные параметры модельной плазмы представлены в легенде. Горизонтальными пунктирными линиями обозначены уровни высот каждой спектральной линии, считая от её максимума. Ширины линий Ly$_\beta$ (b) и He$_\beta$ (c), выраженных в ангстремах и взятых на различных высотах относительно максимумов соответствующих линий для расчетных спектров рисунка (a) и эксперимента (оранжевая кривая).

женную к реальности оценку, что связано с доминирующим вкладом первых стадий в соответствующие ширины. Иными словами, при диагностике необходимо добиваться описания ширин линий у их основания. Таким образом для рассматриваемого эксперимента ионная плотность плазмы составляет $(2–3)\times10^{21}$ см$^{-3}$ (электронная порядка $(3–4)\times10^{22}$ см$^{-3}$. Основным преимуществом данного подхода является возможность по интегральному по времени эмиссионному спектру количественно оценить параметры плазмы, возникающей в момент ее максимального нагрева.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наблюдение интегральных по времени эмиссионных спектров плазмы дает возможность оценить ее параметры в момент окончания пикосекундного лазерного импульса. В зависимости от величины лазерного контраста и толщины мишени для этого можно использовать различные рентгеноспектральные подходы. Первый из них основан на стационарном приближении и применим в случаях, когда время существования плотного плазменного образования увеличено, например, за счет использования слоистых мишеней или за счет использования сверхвысококонтрастых лазерных импульсов. Второй подход основан на приближенном учете разлетных стадий эволюции плазмы в адиабатическом приближении.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом РФФИ 18-52-53033 ГФЕН_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kiriyama H *et al* 2018 *Optics Letters* **43** 2595
2. Фортов В Е 2013 *Физика высоких плотностей энергии* (ФИЗМАТЛИТ)
3. Mourou G A, Tajima T and Bulanov S V 2006 *Reviews of Modern Physics* **78** 309–371
4. Danson C *et al* 2004 *Nuclear Fusion* **44** S239–S246
5. Faenov A Y *et al* 1994 *Physica Scripta* **50** 333–338
6. Skobelev I Y *et al* 2018 *Photonics Research* **6** 234
7. MacFarlane J J, Golovkin I E and Woodruff P R 2006 *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*
8. MacFarlane J J, Golovkin I E, Wang P, Woodruff P R and Pereyra N A 2007 *High Energy Density Physics* **3** 181
9. Riley D *et al* 2005 *Physical Review E* **71** 016406
10. Wharton K B, Boley C D, Komashko A M, Rubenchik A M, Zweiback J, Crane J, Hays G, Cowan T E and Ditmire T 2001 *Physical Review E* **64** 025401
11. Kritcher A, Neumayer P, Urry M, Robey H, Niemann C, Landen O, Morse E and Glenzer S 2007 *High Energy Density Physics* **3** 156–162
12. Chen S N *et al* 2007 *Physics of Plasmas* **14** 102701
13. Alkhimova M A *et al* 2017 *Optics Express* **25** 29501
14. Oks E *et al* 2017 *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **50** 245006
15. Martynenko A S *et al* 2019 *Physical Review E*
16. Martynenko A S, Skobelev I Y and Pikuz S A 2019 *Applied Physics B* **125** 31

К проблеме снижения выбросов CO_2 в атмосферу

К. А. Гордин и Ю. А. Зейгарник
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: ivtgord@mail.ru

Статья поступила в редакцию 1 октября 2019 г.

Аннотация. В статье рассматриваются проблемы предотвращения вредных выбросов в атмосферу, влияющих на изменение климата на Земле. На примере европейских стран анализируются различные решения использования экономических инструментов, способствующих противодействию изменения климата. При отсутствии продуманной системы введения налога за выбросы углекислого газа (углеродный налог), предлагаемые в разных странах величины налогов отличаются на порядок. Схемы торговли квотами на выбросы парниковых газов в Европейском союзе неоднократно менялись, не были эффективными и до настоящего времени эта система окончательно не выбрана. Показывается, что введение штрафных санкций в отдельных странах не имеет смысла, так как не решает глобальной проблемы, но существенно ухудшает экономику этих стран. Введение их в подавляющем большинстве стран приведет к изъятию из экономики огромных средств, якобы предназначенных для реализации экологически чистых технологий. Однако реальные возможности реализации таких технологий (если они имеются) требуют существенно меньших затрат, соответствующих естественным потребностям (не ломать же действующие электростанции). Сформулированы три основных направления, позволяющие существенно сократить выбросы CO_2 в атмосферу. Дается критический анализ предлагаемых основных направлений снижения выбросов CO_2: реализация возобновляемых источников энергии и создание энергетических технологий на органическом топливе с секвестированием CO_2. https://doi.org/10.33849/2019210

1. СНИЖЕНИЕ ВЫБРОСОВ ПАРНИКОВЫХ ГАЗОВ В ПЛАНАХ ЕС

В настоящий момент значительная часть ученых, в том числе Межправительственная группа экспертов по изменению климата (МГЭИК) утверждает, что с 95%-ной вероятностью человек является основной причиной происходящего глобального потепления [1].

В глобальном масштабе рост экономик и населения планеты продолжают быть самым важным фактором увеличения выбросов CO_2 от сжигания ископаемого топлива. Предполагается, что совокупные выбросы CO_2 и других парниковых газов в значительной мере будут определять повышение средней глобальной приземной температуры к концу XXI века и в последующий период. Многочисленные свидетельства пока указывают на устойчивую, последовательную взаимосвязь между совокупными выбросами CO_2, концентрацией CO_2 в атмосфере Земли и прогнозируемым изменением глобальной температуры до 2100 года.

Киотский протокол стал первым имеющим обязательную силу шагом к осуществлению принципов и целей, предусмотренных рамочной конвенцией ООН по изменении климата. По условиям этого протокола развитые экономики брали на себя четкие юридические обязательства по сокращению выбросов парниковых газов. Юридически обязывающий характер соглашения в итоге привел к тому, что сенат США просто отказался его ратифицировать. В то же время на такие страны, как Индия и Китай, Киотский протокол не налагал юридических обязательств.

Механизм чистого развития (МЧР), учрежденный в рамках этого протокола, способствовал созданию рынка компенсаций выбросов со стороны развивающихся стран и международной торговле выбросами. С другой стороны, подсчеты организации Global Carbon Project показали, что никаких позитивных последствий в деле сокращения вредных выбросов Киотский протокол не принес [2].

Парижское соглашение, пришедшее на смену Киотскому протоколу и подписанное большинством государств мира в апреле 2016 года, начиная с 2020 года будет регулировать выбросы парниковых газов [3]. По условиям соглашения все подписавшие его страны должны будут добровольно сократить выбросы парниковых газов, вне зависимости от уровня экономического развития. Поставлена лишь общая глобальная цель — до конца XXI века удержать прирост глобальной приземной средней температуры планеты, по сравнению с доиндустриальным уровнем, ниже 2 °C, а также приложить усилия для ограничения роста температуры до 1,5 °C. В рамках соглашения развитые страны договорились ежегодно выделять развивающимся экономикам по 100 млрд. USD для реализации экологической политики. Каждое из государств, поставивших свою подпись под соглашением, должно представить пятилетний план действий для смягчения изменений климата. Американский план уже был разработан и представлен в 2015 году. Этот план предусматривал сокращение к 2025 году выбросов углекислого газа в атмосферу на 26–28% по сравнению с уровнем 2005 года. К началу 2017 года практически все государства присоединились к Парижским соглашениям.

Задачи по ограничению глобального потепления, заявленные в Парижском соглашении, выглядят достаточно труднореализуемыми. По результатам исследований New Climate Institute и Массачусетского технологического института, с 95%-ной вероятностью до конца века при соблюдении и выполнении нынешних обязательств по сокращению эмиссии рост температуры может составить 2,7–3,7 °C [4, 5]. Чтобы как-то ослабить аргументацию противников, в Парижском соглашении предусмотрели условия пересмотра национальных вкладов по сокращению вредных выбросов раз в пять лет, начиная с 2020 года. При этом в тексте документе нет четкого определения механизмов мониторинга сокращения выбросов. В июне 2017 года США объявили о своем

выходе из Парижского соглашения, назвав условия соглашения невыгодными и несправедливыми для США. Правительство России ратифицировало Парижские соглашения в сентябре 2019 года. Ранее Россия заявляла, что в рамках нового соглашения по климату готова принять обязательства по ограничению к 2030 году выбросов парниковых газов на уровне 70–75% по отношению к 1990 году.

Международное сотрудничество по вопросам изменения климата способствовало разработке и адаптации стратегий, планов и механизмов действий на национальном и местном уровнях. Однако ключевую роль в планировании и осуществлении адаптации должны играть национальные правительства.

Существуют различные подходы к решению проблем изменения климата. Эти подходы можно объединить в три группы.

1. Некоторые страны ведут дело к заключению двусторонних и многосторонних соглашений. Страны, которые их подпишут, договорились бы признать целевые установки друг друга и связанные с этим обязательства, что позволило бы выравнивать условия для функционирования компаний, действующих на их территориях. Например, совсем недавно ЕС запросил официальный мандат на проведение двусторонних переговоров по вопросу о согласовании его схемы торговли на выбросы CO_2 с такого же рода схемой, действующей в Швейцарии.

2. Ряд стран рассматривает возможность заключения международных отраслевых или секторальных соглашений. Такие соглашения призваны регулировать уровни выбросов в конкретных отраслях экономики. Организация экономического сотрудничества и развития (ОЭСР) одобрила данный подход как жизнеспособную альтернативу международному соглашению. Он особенно уместен применительно к энергоемким отраслям, действующим на глобальном уровне, таким как черная металлургия и алюминиевая промышленность. Цены на их продукцию устанавливаются мировыми товарными рынками, а на уровень их конкурентоспособности оказывает влияние, среди прочего, и законодательство в области защиты окружающей среды, которое у разных стран различно.

3. Несколько стран изучают возможность применения национального законодательства в области защиты окружающей среды по отношению к импорту. В последнее время ЕС придерживается более прагматичных подходов к международным переговорам и значительно понизил свои ожидания на этот счет, продолжая развивать собственное экологическое законодательство. А поскольку это увеличивает издержки европейских компаний, ЕС ищет способы добиться, чтобы аналогичные шаги предпринимали и его торговые партнеры.

Созданная в 2005 году в ЕС первая в мире и самая большая международная система торговли выбросами составляет на сегодня около трех четвертых мирового рынка торговли выбросами углекислого газа. ЕС стремится развивать рынки торговли выбросами в других странах и регионах [6, 7].

На нынешней фазе (2013—2020 гг.) ЕС начала расширять общеевропейские правила квотирования эмиссий на национальные уровни участников ЕС. Получение дотаций будет проводиться на аукционах с учетом гармоничного размещения объекта. Будут расширяться сектора экономики и виды топлив, к которым будет применяться квотирование. Возрастет финансирование инновационных технологий по возобновляемым источникам энергии, технологиям улавливания и хранения углерода. Внимание будет обращено на объекты, эмиссия на которых может быть измерена и проверена с высокой точностью. По планам ЕС, благодаря принимаемым мерам уровень эмиссии парниковых газов в 2020 году в секторах экономики, охваченных системой квотирования и торговлей выбросами, должен уменьшиться на 21% по сравнению с 2005 годом, а в 2030 году должен быть на 43% ниже уровня 2005 года.

Какие же дополнительные действия предпринимали страны ЕС для снижения выбросов парниковых газов в 2005–2016 годах?

1. В первую очередь, страны ЕС приступили к реализации инициативы, включающей согласование системы лимитов и схему торговли выбросами парниковых газов, налог на энергию, и приняли директиву в отношении выбросов парниковых газов (ПГ) в промышленности. ЕС установил систему торговли выбросами ПГ для своих компаний. Это означает, что каждой из них было разрешено эмитировать строго определенный объем ПГ. Если компания хочет превысить лимит, она должна приобрести права на дополнительную эмиссию.

2. ЕС также приняло решение снижать верхний предел по суммарному количеству выбросов ПГ. Такое снижение будет базироваться на добровольно взятом и юридически оформленном обязательстве ЕС сократить к 2020 году выбросы ПГ на 20% к уровню 1990 года. Согласно сделанному ЕС в конце 2010 года заявлению, общий верхний предел по выбросам ПГ будет установлен в размере 2,039 млрд. т и поделен между 11 тыс. промышленных предприятий и электростанций.

Новая схема ЕС торговли квотами, которая вступила в силу 1 января 2013 года, охватывала большее число секторов промышленности. Сюда, в частности, относятся выбросы CO_2 в нефтехимии, авиации, в производстве аммиака, черных и цветных металлов, включая непрерывную разливку стали на установках мощностью свыше 2,5 т в час. При этом расширялся и перечень ПГ, в отношении которых предусмотрена возможность торговли квотами, например, двуокись азота в производстве кислот и выбросы перфторуглеводорода в производстве алюминия. Страны ЕС, кроме того, могли в одностороннем порядке решать вопрос о включении в схему торговли других газов или других видов экономической деятельности при условии одобрения соответствующего решения Комиссией сообщества.

Первоначально право на выбросы предоставлялись всем действующим на тот момент компаниям автоматически, и им не надо было платить за это право, кроме платы за превышение лимита выбросов. При этом существовало только требование безвозмездного возврата сэкономленных объемов выбросов окиси углерода, при их наличии на тот момент. Теперь, согласно пересмотренной схеме торговли, права на выбросы будут продаваться с аукциона, и этим компаниям придется платить наравне с новыми.

Подсчитано, что в рамках хорошо функционирующей аукционной системы цена выбросов CO_2 может варьироваться в пределах 20–40 евро за тонну. В рамках

прежней схемы цена колебалась между 1 и 30 евро.

Таким образом, для компаний из стран ЕС стоимость выбросов существенно возросла. Но влияние этого фактора различается от страны к стране, потому что аукционную продажу квот предполагается вводить на национальном уровне. Компании, ведущие деятельность в нескольких странах, будут оплачивать право на выбросы по различным ставкам, в зависимости от общего уровня выбросов, установленного для каждой страны, и спроса по правам на выбросы в соответствующей стране.

Предполагается, что к 2020 году на аукционах в ЕС должно было быть реализовано не менее 70% прав на эмиссию ПГ, а к 2027 году — 100%. Таким образом, предусмотрен переходный период, которым могут воспользоваться все секторы, кроме электроэнергетики. Но чтобы получить право на бесплатные квоты, компаниям придется вначале выйти на показатели, установленные по каждому виду продукции и направленные на использование наиболее чистых и наименее энергоемких технологий. В частности, в процессе разработки этих показателей Комиссия ЕС рассматривает вопрос об установлении стандартной нормы в размере 1,328 т CO_2 на тонну конвертерной стали. Металлурги ЕС уже выражали свою озабоченность, поскольку на практике только предприятия, характеризующиеся самым низким уровнем выбросов (их, как правило, насчитывается 10% от всего числа предприятий в данной отрасли), получат достаточное количество бесплатных разрешений, охватывающих все производимые выбросы. Всем другим придется нести существенные расходы.

Компании-производители электроэнергии не получают бесплатных квот в рамках новой схемы. Это приводит к дополнительному косвенному увеличению их издержек, которые придется перекладывать на плечи других отраслей. Тем самым новая схема по торговле квотами на выбросы ПГ, принимаемая ЕС в одностороннем порядке, повышает уровень издержек производства на предприятиях и заставляет Евросоюз искать способы для выравнивания правил игры в международном масштабе. Кроме того, европейским производителям приходится платить налог на потребляемую энергию и выбросы CO_2. Этот налог должен применяться как к компаниям, которые уже входят в схему торговли квотами, так и к тем, кто пока останется за ее рамками. Пересмотр директивы по налогообложению на использование энергии обоснован тем, что она должна в большей степени отражать цели сообщества по противодействию изменению климата.

Наиболее важной новацией в сфере налогообложения энергии является введение углеродного налога на всей территории ЕС. Речь идет об установлении минимальных налоговых ставок по таким источникам энергии как бензин, уголь, природный газ, когда они используются либо для производства электроэнергии, либо в качестве моторного или обогревающего топлива. В соответствии с предложенной директивой ставка налога будет определена, исходя, во-первых, из уровня выбросов CO_2 и, во-вторых, из фактической энергоемкости. Это означает, что источники энергии с высоким уровнем выбросов CO_2 и низкой энергоемкостью будут облагаться максимальными налогами. В наибольшей степени от этих изменений пострадают предприятия, работающие на угле или нефти. Комиссия ЕС в настоящее время пытается определить оптимальную налоговую ставку для части налога, соответствующей выбросам CO_2. Обсуждаемые предложения варьируются между 4 и 30 евро за тонну CO_2. Независимо от точного размера ставки, введение понятия минимального уровня выбросов CO_2 для исчисления налога приведет к повышению цен на энергоносители на всей территории ЕС.

Еще одна важная законодательная мера затронет те промышленные предприятия, для которых характерны возросшие производственные и адаптационные издержки. В частности, будут еще более строго лимитированы выбросы таких загрязнителей, как двуокись серы, окись азота и находящаяся в воздухе пыль. Действие директивы распространяется, в числе прочего, на ряд производств черной металлургии, оказывающих значительное негативное влияние на окружающую среду. К ним относится спекание железной руды, производство чугуна и стали, в том числе непрерывная разливка на установках мощностью свыше 2,5 т в день, и плавка в печах производительностью более 20 т в день, обработка металлов с использованием электролитического или химического процессов в чанах объемом свыше 30 м^3 и др.

Промышленные предприятия могут эксплуатироваться только при наличии разрешения от властей, которое подтверждает, что они применяют наилучшие из имеющихся технологий. Вместе с тем начатый европейским сообществом процесс зачастую не принимает в расчет грядущие огромные расходы, которые эти меры будут означать для его собственной промышленности, и последствия для уровня конкурентоспособности европейских компаний на мировых рынках.

Энергоемкие отрасли, такие как черная металлургия, производство алюминия и других цветных металлов, особенно уязвимы для этих возросших издержек. Они не только столкнутся с прямыми издержками, связанными с их собственными выбросами, но будут вынуждены оплачивать косвенные издержки поставщиков энергии и сырьевых материалов. Например, исходя из цены в 30 евро за одну тонну CO_2, указанной в схеме торговли квотами на выбросы, производителям металлического кремния придется платить примерно 120 евро за тонну производимого продукта, чтобы купить права на выбросы. Аналогичным образом, европейским производителям стали в целях компенсации дополнительных издержек придется повысить цены на свою продукцию, по меньшей мере, на 6,5%. Согласно имеющимся расчетам, покупка права на выбросы по цене 30 евро за тонну CO_2 приведет к повышению платы за электроэнергию на 35%, при этом в случае отсутствия разрешения на выбросы стоимость 1 МВт·час составит 62 евро вместо 47 евро. В результате европейские производители стали могут потерять долю рынка, равную 8%, которая отойдет в пользу зарубежных конкурентов. Кроме того, если директива по налогообложению энергии будет реализована, то металлургическим предприятиям придется также платить налог, рассчитываемый на базе энергоемкости топлива, которое они используют в процессе производства.

Наконец, промышленность ЕС столкнется с очень высокими издержками из-за необходимости адаптироваться к наилучшим технологиям. Это может стать особенно обременительным в металлургическом производ-

стве. Компании этой отрасли обычно планируют получение прибылей от капиталовложений в отдаленном будущем и функционируют в более длительных временных рамках, чем предполагают упомянутые выше схемы торговли. Более того, поскольку цены на металлопродукцию, как правило, определяются мировыми рынками, перекладывание роста издержек на плечи их собственных покупателей может оказаться непростым делом. Поэтому возникают очевидные осложнения в плане конкуренции в металлургической отрасли между ЕС и странами, не являющимися членами сообщества.

2. ЭКОНОМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ ВЫБРОСОВ

Один из основных инструментов, направленных на снижение эмиссии парниковых газов, является налог на их выбросы и, в частности, налог на выбросы диоксида углерода. Из-за введения налога, у хозяйствующего субъекта возникает стимул к сокращению выбросов загрязняющих веществ, который может реализовываться как за счет изменения существующих процессов, так и за счет использования новых технологий.

Налоги, направленные на снижение выбросов ПГ, могут вводиться в двух общих формах: налоги на выбросы, которые предприятия непосредственно производят, и налоги на товары или услуги, которые, как правило, являются результатом производства, связанного с выбросами ПГ — примером является углеродный налог на бензин.

Другими инструментами экономической политики, являются разрешения (квоты) на выбросы и субсидии (дотации). Программы субсидий обеспечивают государственную финансовую помощь (или налоговые льготы) конкретным видам низкоэмиссионной деятельности или применяющим технологии, имеющие аналогичные функции. Таким образом государство обеспечивает финансовую мотивацию получения конкретного экологически благоприятного исхода (по факту, это отрицательные налоги). Программы субсидий — это по своей природе "затраты" для налогоплательщиков, но они часто более популярны, чем новые налоги, так как рассматриваются скорее как "морковка", чем как "палка". Государственные дотации на производство солнечной энергии и на производство ветровой энергии — примеры, когда налоговые льготы используются для стимулирования внедрения технологий использования возобновляемых источников энергии. Эти технологии снижают выбросы парниковых газов и частично вытесняют поколение источников энергии на органическом топливе.

В классической системе регулирования выбросов предполагается, что с помощью системы инструкций и штрафов, используя предписывающие стандарты и требования к организации процесса, уровень выбросов может быть приведен в соответствие с желаемым результатом. В такой системе от эмитента требуют принять конкретные меры по сокращению выбросов путем внедрения конкретной технологии или требуют выполнения конкретных показателей по выбросам (стандарт). Такой подход часто не обеспечивает достаточной гибкости, не принимает во внимание, что различные предприятия сталкиваются с различными вариантами.

В экологической политике к традиционным регулятивным командно-административной подходам добавляют рыночные подходы. При таких подходах каждый регулируемый бизнес самостоятельно выбирает как наиболее экономически эффективно достичь требуемого уровня выбросов загрязняющих веществ.

Один из широко используемых рыночных подходов в странах ЕС — это так называемая система "квотирования и торговли". При таком подходе вместо установления налога за каждую единицу загрязнения, регулирующий орган определяет общее количество загрязнений, которые будет разрешено выбрасывать. Компании могут покупать и продавать квоты (сертификаты, которые разрешают эмиссию определенного количества выбросов) на выбросы в зависимости от потребностей компаний. Существование ограниченного количества этих квот создает дефицит. Требование, чтобы регулируемые объекты хозяйствования владели достаточным количеством квот, создает спрос на квоты. Если для компании экономичнее сокращение выбросов, чем покупка квот, то компания сократит свои выбросы. Точно так же, если компания может сократить выбросы ниже предъявляемых к ней требований, у нее появляется возможность иметь избыточные квоты, которые могут быть зарезервированы для будущего использования или могут быть проданы на открытом рынке тем фирмам, которые считают снижение выбросов более дорогостоящим мероприятием.

Так как на рынке существует дефицит квот, то бизнес может торговать ими. Квоты, обладая определенной денежной ценностью и торгуясь на рынке, смогут привести к рыночной цене на выбросы парниковых газов. Появление цены обеспечит непрерывный стимул для сокращения выбросов и появление инноваций, поскольку фирмы смогут сэкономить деньги, если они сократят свои выбросы и смогут избежать покупок квот. Некоторые фирмы смогут реально поднять свой доход за счет продажи избыточных квот.

Важно отметить, что налоги на выбросы ПГ и система квотирования и торговли, которая реализуется на аукционах выбросов, имеют потенциал для повышения доходов правительства. Для налога на выбросы ПГ потенциальный доход определяется ставкой налога, умноженной на общее количества выбросов парниковых газов, произведенных в данном году. При использовании программы квотирования и торговли ожидаемые доходы будут зависеть от доли квот, предлагаемых для продажи и цены за квоту на аукционе.

Еще одна программа, аналогичная программе "квотирования и торговли", называется системой "ограничения базового уровня и кредитования". В этом подходе устанавливается определенный предел для выбросов, либо с точки зрения абсолютных выбросов либо выбросов в расчете на единицу продукции. Фирмы, у которых эмиссия вредных выбросов ниже базового уровня, имеют возможность создавать кредиты на выбросы и продавать их фирмам, выбросы которых больше, чем установленный для них базовый уровень. Подобная программа также генерирует рынок торговли выбросами парниковых газов.

Во всех рыночных подходах наиболее трудной задачей является оценка стоимости ущерба от загрязнения окружающей среды для общества и расчет величины налога на выбросы углекислого газа.

Налог на выбросы углекислого газа — это косвен-

ный налог на хозяйственную деятельность, в противоположность прямому налогу, который приносит налоговый доход. В экономической теории выбросы загрязняющих веществ рассматриваются как отрицательный внешний эффект (от экономической деятельности), но этот отрицательный эффект не относится непосредственно к стороне, вовлеченной в сделку, что приводит к нарушению рыночных механизмов. Чтобы обратить внимание общества на эту проблему, было предложено обложить налогом товары (в этом случае углеводородные топлива), которые являются источником отрицательного внешнего эффекта (образующийся углекислый газ), чтобы точно учесть стоимость производства товаров для общества. При таком подходе учитываются издержки, связанные с производством товаров.

Обычно для определения величины углеродного налога используются три различных подхода:

— оценка социальных издержек эмиссии углерода (SCC). Оценка SCC отражает величину глобального ущерба, возникающего за счет эмиссии тонны ПГ. Такой подход включает высокую степень неопределенности так как опирается на официальные прогнозы по экономике, демографическим изменениям, оценке времени жизни двуокиси углерода в атмосфере Земли, степени влияния двуокиси углерода на изменение климата Земли и т.д.;

— оценка стоимости мер снижения удельных выбросов углерода. В этом случае стоимость эмиссии углерода определяется из стоимости мер снижения выбросов углерода до заданного уровня сокращения эмиссии. Как правило, оценка этой стоимости может быть получена на основании удельной стоимости извлечения углерода по имеющейся технологии;

— текущие и будущие оценочные рыночные дотации по эмиссии. Внутренние цены на выброс углерода могут быть основаны на значениях рыночных дотаций на эмиссию.

Во всех трех случаях стоимость выбросов со временем будет возрастать, поскольку будет увеличиваться содержание парниковых газов. В первом случае стоимость выбросов будет возрастать, так как предполагается, что каждая тонна будущей эмиссии парникового газа будет приносить все больший ущерб. Предполагается, что реальный SCC будет увеличиваться с течением времени с темпом порядка (2–4)% в год. В последних двух случаях стоимость выбросов углерода будет возрастать, поскольку снижение удельных выбросов со временем будет становиться все более дорогим.

3. ДРУГИЕ ТИПЫ НАЛОГОВ

Другими налогами, так или иначе связанными с налогами на выбросы углерода, является система “штрафы–скидки”, которая является законодательно регулирующей программой создания шкалы штрафов и скидок к цене покупки хорошего товара, “хорошее” которого основано на каком-то одном аспекте, и политика надеется повлиять на этот аспект. Наиболее часто подход “штрафы–скидка” обсуждается в контексте изменения относительных цен на автомобили, в зависимости от их экономичности и экологических качеств. Примерно аналогичный с налогом на машины с неэкономичным потреблением топлива, налог “штрафы–скидка” пошел на шаг дальше и использует выручку, полученную от такого налога, чтобы создать субсидии для приобретения любых топливо экономичных товаров. Ввиду того, что эта система как собирает налоги (сборы), так и распределяет скидки (субсидию), такая система может быть использована для обеспечения доходов, не оказывающих влияние на доходы правительства.

Другой аналогичный встречающийся тип налога — “штрафы–дивиденды”. Дивиденды (социальные выплаты), с помощью которых деньги, собранные в виде налога за выбросы CO_2 с одних хозяйствующих субъектов, возвращаются другим хозяйствующим субъектам, выбрасывающим в атмосферу уменьшенное количество углерода или не выбрасывающих вообще (например, возобновляемая энергетика).

Любой из описанных выше подходов может быть трансформирован различными способами для решения конкретных экономических проблем. Кроме того, ни один из подходов, в одиночку, не является панацеей для решения глобального климатического кризиса. Например, могут потребоваться различные государственные подходы в зависимости от конкретного сбоя рынка, которые должны их решить (например, противоречие интересов между различными хозяйствующими субъектами). Рыночные подходы становятся тем эффективнее, чем больше предприятий и секторов экономики они охватывают. С увеличением количества вариантов (технологий) снижения вредных выбросов, возрастает вероятность, что можно будет выбрать наиболее дешевые из них, и тем самым снизить общие затраты для данного уровня сокращения выбросов.

4. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИНЯТЫХ МЕР ПО РЕШЕНИЮ ВОПРОСОВ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА

По-прежнему, основной рост (70%) энергопотребления во всем мире обеспечивает ископаемое топливо [8]. Потребление природного газа увеличивается, достигнув рекордной доли в 22% в суммарном энергопотреблении. Использование возобновляемых источников энергии также выросло, составляя около четверти глобального роста энергопотребления, в то время как рост использования ядерной энергии составил 2%. Доля ископаемого топлива в глобальном энергопотреблении в 2017 году оставалась на уровне 81%, то есть на уровне, который остается устойчивым больше трех десятилетий, несмотря на устойчивый рост возобновляемых источников энергии.

Рост глобальной эффективности использования энергии замедлился. Снижение количества энергии, расходуемой на производство единицы экономической продукции, составило только 1,7% в 2017 г., что ниже величины этого показателя в 2,0%, зафиксированного в 2016 г. Азиатский регион, вместе с Китаем и Индией, вместе дали более чем 40% роста глобального энергопотребления. Развитые экономики мира внесли больше чем 20% в глобальный рост энергопотребления.

На рисунке 1 приведены распределения по годам величин выбросов CO_2 в атмосферу Земли и среднемесячной концентрации CO_2 в атмосфере Земли. Из приведенного рисунка видно, что в результате человеческой деятельности, по данным на 2017 год, в атмосферу планеты выбрасывалось более 36 миллиардов тонн углекислого газа.

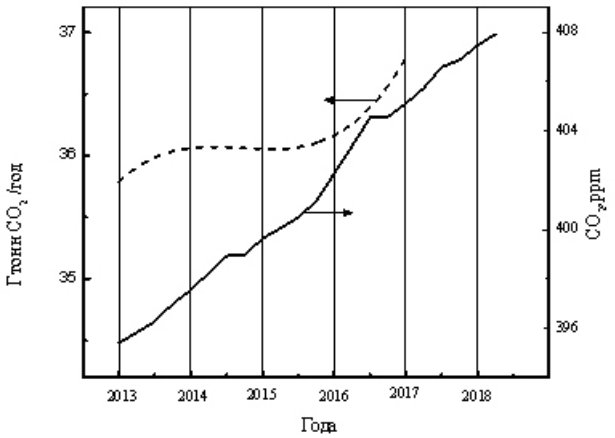


Рисунок 1. Антропогенные выбросы CO_2 в гигатоннах в атмосферу Земли [2, 9]. Изменение среднемесячной концентрации CO_2 в ppm в атмосфере Земли по годам [10, 11].

Показанные на рисунке 1 зависимости демонстрируют одну интересную особенность. На интервале 2014–2016 годов "антропогенная пауза", связанная с отсутствием роста выбросов двуокиси углерода, практически не снижала скорости роста концентрации CO_2 в атмосфере.

Согласно докладу ОЭСР необходимо повышать цены за выбросы углерода намного быстрее, если правительства стран ОЭСР хотят выполнять свои обязательства по сокращению выбросов и замедлению темпов изменения климата в соответствии с Парижским соглашением [12]. Авторы доклада подчеркивают, что сегодняшние налоги на выбросы углерода слишком низки, чтобы оказать существенное влияние на сдерживание изменения климата. Более того, при нынешних темпах роста цен за выбросы углерода в большинстве стран ОЭСР реальные результаты по сдерживанию изменения климата могут быть достигнуты лишь к 2095 году.

Имеется очевидная заминка с реализацией политики повышения цен за выбросы углерода, в связи с чрезвычайной непопулярностью этого налога среди населения [13]. Примеры разных европейских стран показывают, что налог на выбросы углерода не играет ту определяющую роль, которую ему приписывают. Поэтому налог на углерод следует воспринимать как часть продуманной и всеобъемлющей энергетической стратегии, основанной на сильной политической поддержке.

Успехи ряда развитых европейских стран в вопросах снижения выбросов углерода в атмосферу часто связаны не с "декарбонизацией" собственной энергетики, а с сокращением доли промышленного сектора экономики, приобретении товаров, потребляемых на их территориях в других местах. Так на долю сервисных услуг в Швеции приходится 72% ВВП и 80% рабочей силы, а во Франции эти показатели составляют 80% и 76% соответственно. Поэтому и Швеция и Франция как бы передают на "внешний подряд" выбросы парниковых газов, связанные с производством этих товаров. По оценкам Всемирного Фонда дикой природы в 2008 году, 17% выбросов парниковых газов следовало бы добавить к балансу Швеции и 40% к балансу Франции, чтобы получить чистую общую сумму выбросов. И не могут все страны мира передавать свои выбросы соседям на аутсорсинг.

И даже для Германии, политика "декарбонизации" экономики которой остается неизменной, хотя выбросы в Германии в 2009 году и перестали снижаться, весьма сомнительно, что удастся примирить бесконечный экономический рост с сохранением климата планеты. Поэтому пока развязка экономического роста с выбросами парниковых газов, и в частности с выбросами углерода, представляется иллюзией.

5. ТЕХНОЛОГИИ СНИЖЕНИЯ ВЫБРОСОВ CO_2 В АТМОСФЕРУ

Хотя проблема изменения климата на Земле требует дальнейшего детального изучения, нельзя не считаться с проблемой антропогенного влияния на окружающую среду и в первую очередь, ограничению выбросов в атмосферу "парниковых газов", основным из которых является CO_2.

В настоящее время реально рассматривать три направления, позволяющих существенно сократить выбросы CO_2 в атмосферу:

1. Энергосбережение у потребителя энергии.

Работы, выполненные в конце 80–х годов в рамках сотрудничества между АН СССР и НАН США по проблеме энергосбережения у потребителя, демонстрируют большие возможности этого направления.

Основными отраслями, где имеются потенциальные возможности существенного снижения потребления энергии за счет использования передовых технологий, являются: жилищный и коммунально-бытовой сектор, производство цемента и алюминия, химическая промышленность, транспорт и электротехника.

2. Повышение эффективности использования органических топлив при производстве энергии.

Исследования и разработки ОИВТ РАН показали, что возможности этого направления далеко не исчерпаны и позволяют в ряде случаев снизить потребление топлива, а, следовательно, и выбросы CO_2 на единицу вырабатываемой энергии, за счет совершенства энергетической технологии или комплексного энерготехнологического метода использования топлив с одновременным производством энергии и синтетического жидкого моторного топлива и другой ценной продукции (синергетический эффект) [14, 15].

3. Возобновляемые и нетрадиционные источники энергии.

Хотя эти источники энергии в настоящее время не могут конкурировать с традиционными источниками энергии на природном газе и угле, прогресс, достигнутый за последние годы, свидетельствует о значительном потенциале их применения, особенно в ряде регионов, где их использование фактически является безальтернативным.

В технической литературе содержатся сведения о разработке различных технологий по так называемому "секвестированию" CO_2 в энергетических установках на органических топливах.

Однако при этом остается нерешенной главная проблема — куда девать CO_2?

Предлагаемые в литературе методы закачки CO_2 в пустоты земной коры или на большие глубины мирового океана не могут быть использованы в качестве конкретных способов, т.к. пока отсутствуют серьезные проработки по оценке их стоимости и экологических последствий [16].

Тем не менее, эти данные могут служить критерием для оценки эффективности большого количества предлагаемых экзотических технических решений использования органических топлив с получением концентрированного CO_2.

6. ВЫВОДЫ

1. Анализ большого количества литературных источников, посвященных проблеме сокращения выбросов парниковых газов в атмосферу, демонстрирует невозможность установления однозначного выбора конкретных действий в виде штрафных санкций или других административных мер, применяемых к виновнику этих выбросов.

2. Введение штрафных санкций в пределах ограниченного числа стран, при их отсутствии у большей части стран, ответственных за основную массу выбросов CO_2 в атмосферу, нелогично и несправедливо в связи с нанесением этим странам серьезного экономического ущерба.

3. Введение штрафных санкций за выбросы CO_2 обладает еще одним недостатком: за счет полученных штрафов от большого числа промышленных предприятий собирается большая денежная масса, которая не может быть использована для реализации экологически чистых технологий ни по техническим, ни по экономическим возможностям, и существует высокая вероятность экономического ущерба стране.

4. Тем не менее, для стимулирования реализации технологий более эффективного использования органических топлив и возобновляемых источников энергии, следует вводить экономические привилегии, пропорциональные сокращению выбросов CO_2 в атмосферу на единицу выпускаемой продукции по сравнению с альтернативным вариантом. Эти привилегии могут быть в виде государственных дотаций (бонусов), вводимых каждой страной независимо, исходя из собственных возможностей и государственных интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Фонда РФФИ, Грант 18-08-00101.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IPCC 2014 Climate change 2014: Synthesis report URL `https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/05/SYR_AR5_FINAL_full_wcover.pdf`
2. GCP 2018 Global carbon project: Global carbon budget URL `http://www.globalcarbonproject.org`
3. OOH 2015 Рамочная конвенция об изменении климата, fccc/cp/2015/l.9 URL `http://unfccc.int/resource/docs/2015/cop21/rus/l09r.pdf`
4. Höhne N *et al* 2015 Mitigation commitments and fair effort sharing in a new comprehensive climate agreement starting 2020 URL `https://newclimate.org/wp-content/uploads/2015/11/20151124-uba-report-final.pdf`
5. Gillingham K, Nordhaus W, Anthof D, Blanford G, Bosetti V, Christensen P, McJeon H, Reilly J and Sztorc P 2015 Modeling uncertainty in climate change: A multi-model comparison: Mit joint program on the science and policy of global change, rep. 290 URL `https://globalchange.mit.edu/sites/default/files/MITJPSPGC_Rpt290.pdf`
6. European C 2013 The eu emissions trading system (eu ets): Climate action URL `https://ec.europa.eu/clima/policies/ets_en`
7. Rayner T and Jordan A 2016 *Climate Change Policy in the European Union* (Oxford University Press, Oxford)
8. IEA 2017 World energy outlook 2017 URL `https://www.iea.org/weo2017`
9. IEA 2018 Global energy and co_2 status report — 2017 URL `https://webstore.iea.org/global-energy-co2-status-report-2017`
10. ESRL N 2019 Trends in atmospheric carbon dioxide URL `https://www.esrl.noaa.gov/gmd`
11. NASA 2018 Global climate change: Carbon dioxide URL `https://climate.nasa.gov/vital-signs/carbon-dioxide`
12. OECD 2018 *Effective Carbon Rates 2018: Pricing Carbon Emissions Through Taxes and Emissions Trading* (Paris: OECD Publishing)
13. Flipo F 2018 Debate: Carbon tax: An optical illusion URL `https://blogrecherche.wp.imt.fr/en/2018/03/28/debate-carbon-tax`
14. Фаворский О Н, Батенин В М, Масленников В М, Кудрявый В В и Филиппов С П 2016 *Вестник Российской Академии наук* **86** 867–72
15. Батенин В М, Масленников В М, Штеренберг В Я и Гордин К А 2018 *ДАН РАН* **483** 506–09
16. Haszeldine R S, Flude S, Johnson G and Scott V 2018 *Philos. Trans. R. Soc., A* **376** 20160447

Температурные пульсации при течении жидкого металла в прямоугольном канале под влиянием компланарного магнитного поля

Н. Ю. Пятницкая[1,2], **П. А. Сардов**[2], **Е. А. Галлямова**[2] **и Н. Г. Разуванов**[1]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: piatnitskyany@mpei.ru

Статья поступила в редакцию 8 августа 2019 г.

Аннотация. В статье рассматривается течение жидкого металла в прямоугольном канале под воздействием компланарного магнитного поля и симметричного теплового потока. Представлены результаты экспериментов по исследованию эволюции интенсивности пульсаций температуры по длине канала. Измерения характеристик пульсаций температуры проводились во всех областях течения: область неоднородного магнитного поля и обогрева, начальный гидродинамический участок, область стабилизированного течения и однородного магнитного поля с обогревом. Помимо развития интенсивности температурных пульсаций по длине, представлено развитие профилей этой статистической характеристики в сечении канала с изменением индукции магнитного поля. Экспериментальный режим, представленный в статье, характеризуется смешанной конвекцией, т.е. в этой области режимных параметров значимое влияние на теплообмен оказывает и свободная конвекция и вынужденное течение жидкости. https://doi.org/10.33849/2019211

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкометаллическая концепция охлаждения термоядерных реакторов является предметом для экспериментального и численного исследования. На данный момент существует несколько проектов охлаждения ИТЭР (международного экспериментального термоядерного реактора) жидким металлом, в одном из которых течение эвтектики Pb-Li осуществляется в прямоугольных каналах с соотношением сторон 1/3 [1]. Научная группа МЭИ–ОИВТ РАН в течение многих лет занимается изучением процессов гидродинамики и теплообмена при течении жидких металлов в каналах различных форм в условиях, которые приближены к реальным в вышеупомянутых проектах [2]. Совместное воздействие сильного магнитного поля (МП) и сил плавучести проявляется возникновением неожиданных режимов течения, которые сопровождаются аномально высокими колебаниями температуры [3]. Проведение широкомасштабных разносторонних исследований (численных и экспериментальных) [2] является необходимостью для проектирования и создания установок, использующих жидкометаллическое охлаждение.

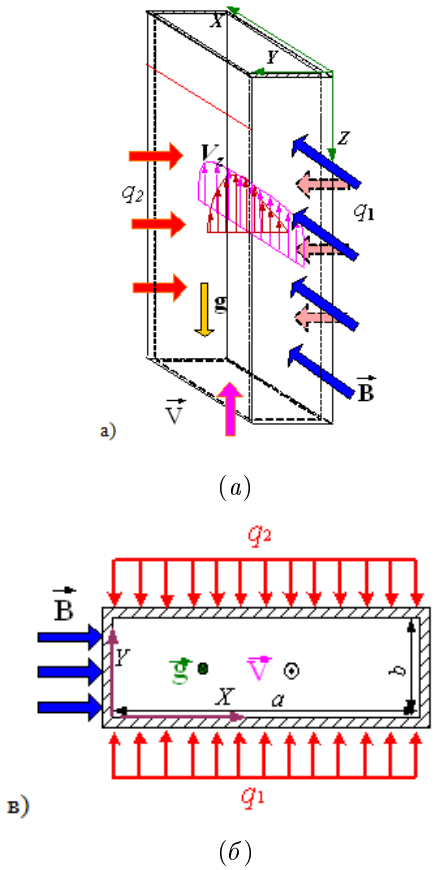
2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И КОНФИГУРАЦИЯ ТЕЧЕНИЯ

Эксперименты проводились на уникальном ртутном стенде МЭИ–ОИВТ РАН (РК-2). Здесь мы не будем подробно останавливаться на описании этой установки, оно приведено в работах [3–5], скажем лишь об основных параметрах и конфигурации течения, показанных на рисунке 1.

Рассматривается подъемное течение жидкого металла в прямоугольном канале в компланарном МП в условиях двустороннего обогрева. Такая конфигурация течения является случаем устойчивой стратификации плотности, в отличие от опускного течения [5, 6]. Компланарное МП — это поперечное поле, направленное вдоль длинной стороны плоского канала, однако в нашем случае мы используем этот термин для прямоугольного канала с соотношением сторон 1:3. Числа Рейнольдса, Пекле, Гартмана, Грасгофа и Ричардсона в экспериментах имели следующие значения: $Re = Ud/\nu = (10\text{–}50) \times 10^3$, $Pe = Ud/\chi = 250\text{–}1250$, $Ha = Bd\sqrt{\sigma/\rho\nu} = 0\text{–}800$, $Gr = g\beta q_c d^4/\lambda\nu^2 = 1.1 \times 10^8$, $Ri = Gr/Re^2 = 0.2\text{–}5$. Здесь U — средняя по сечению скорость, d — гидравлический диаметр, ν — кинематический коэффициент вязкости, σ — электропроводность ртути, β — коэффициент объемного термического расширения ртути, q_c — тепловой поток на стенке, λ — коэффициент теплопроводности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЛЬСАЦИЙ

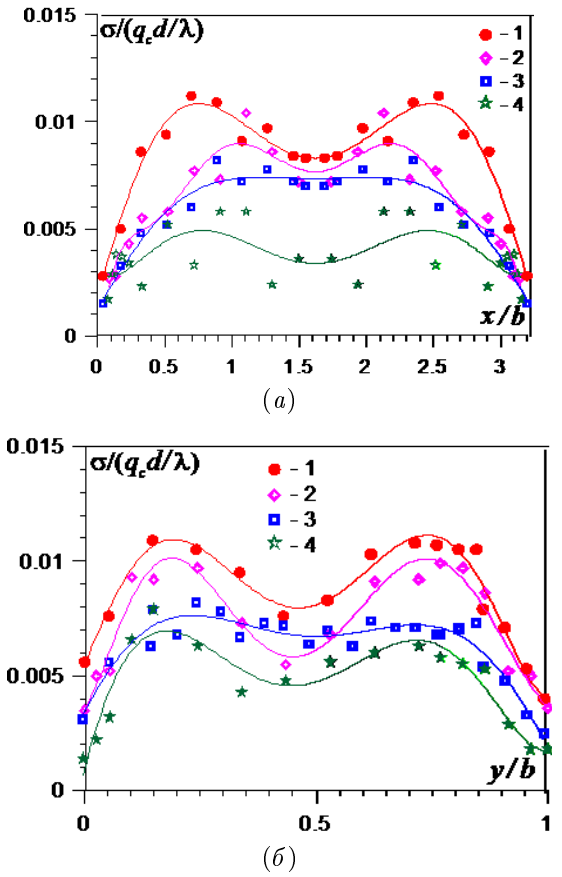
В работе представлены экспериментальные данные по измерению статистических характеристик пульсаций температуры: осциллограммы, частотный спектр и интенсивность пульсаций температуры. Интенсивность температурных пульсаций σ определена как квадратный корень из дисперсии σ^2, что есть среднеквадратичное отклонение температуры от осредненного значения в точке потока. На рисунке 2 показано изменение профилей интенсивности пульсаций температуры в сечении канала для двух плоскостей X и Y. Экспериментальные данные представлены для режима, в котором свободная конвекция оказывает существенное влияние на теплообмен (Re = 30000, q_c = 25/25 кВт/м^2). Профиль интенсивности температурных пульсаций как вдоль оси Y, так и вдоль оси X везде принимает "M-образную"(с двумя максимумами) форму. В МП пульсации немного снижаются, но остаются на высоком уровне и в большинстве случаев остаются себе подобными, т.е. сохраняют форму [6]. На рисунке 3 при разных значениях числа Гартмана показаны осциллограммы пульсаций в районе максимума интенсивности ($Y = 0.12$, $z/d = 24.0$). С увеличением магнитной индукции амплитуда пульсаций сначала снижается (Ha = 300), однако при числе Ha = 500 амплитуда пульсаций увеличивается до вели-



(*а*)

(*б*)

Рисунок 1. Исследуемая конфигурация МГД-теплообмена (а) и система координат (б) в прямоугольном канале.



(*а*)

(*б*)

Рисунок 2. Профили безразмерной интенсивности пульсаций по оси X (*а*) и Y (*б*) в сечении $z = 21d$, $q_c = 25/25$ кВт/м^2, Re = 30000, 1) Ha = 0; 2) Ha = 300, 3) Ha = 500, 4) Ha = 800.

чины, соответствующей режиму Ha = 0 и затем снова снижается при Ha = 800.

Такой режим течения представляет собой смешанную конвекцию [7], при которой силы плавучести оказывают заметное влияние на поток при числах Гартмана, которые соответствуют полному подавлению турбулентности, т.е. ламинарному течению. По всей видимости, при числах Гартмана, соответствующих полному подавлению турбулентности, начинают развиваться вторичные течения, вносящие существенный вклад в характер и величину амплитуды пульсаций.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ПО ДЛИНЕ КАНАЛА С ПОМОЩЬЮ ЗОНДОВОГО МЕТОДА

Исследования основных статистических характеристик по длине канала представляют особый интерес, т.к. позволяют сделать выводы о длине начального термического участка и характере влияния областей неоднородного обогрева и магнитного поля на гидродинамику и теплообмен. Такие исследования были проведены с помощью продольного зонда, механизм которого подробно описан в [8].

Эволюция интенсивности температурных пульсаций по длине канала показана на рисунке 4 в трех характерных точках: в центре канала (рисунок 4(*а*)), в районе максимума (рисунок 4(*б*)) и непосредственно на поверхности стенки (рисунок 4(*в*)). Для наглядного представления расположения области неоднородного и однородного магнитного поля относительно длины канала на рисунке 4(*г*) приведена эпюра.

Как правило, в отсутствие магнитного поля длины опытного участка (1 метр) хватает для стабилизации потока и подобная картина наблюдается в большинстве режимов. Однако, при появлении магнитного поля характер развития интенсивности температурных пульсаций невозможно предсказать. Интенсивность пульсаций на рисунке 4(*а,б*) сначала растет, но затем при z/d = 5, где поток жидкого металла входит в область однородного магнитного поля, она начинает снижаться и выходит на постоянный уровень. Причем в МП интенсивность пульсаций ниже, чем при отсутствии МП. В некоторых режимах при наличии МП (Ha = 300, 500) интенсивность пульсаций начинает возрастать при z/d = 17.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматриваемая в данной работе геометрия является перспективной для некоторых проектов охлаждения бланкета ИТЭР. Данная работа была направлена на первичное исследование эволюции интенсивности пульсаций по длине канала в разных областях магнитного поля и обогрева. Был рассмотрен широкий диапазон режимных параметров и во многих режимах термогравитационная конвекция приводит к значительным изменениям структуры потока при полном подавлении тур-

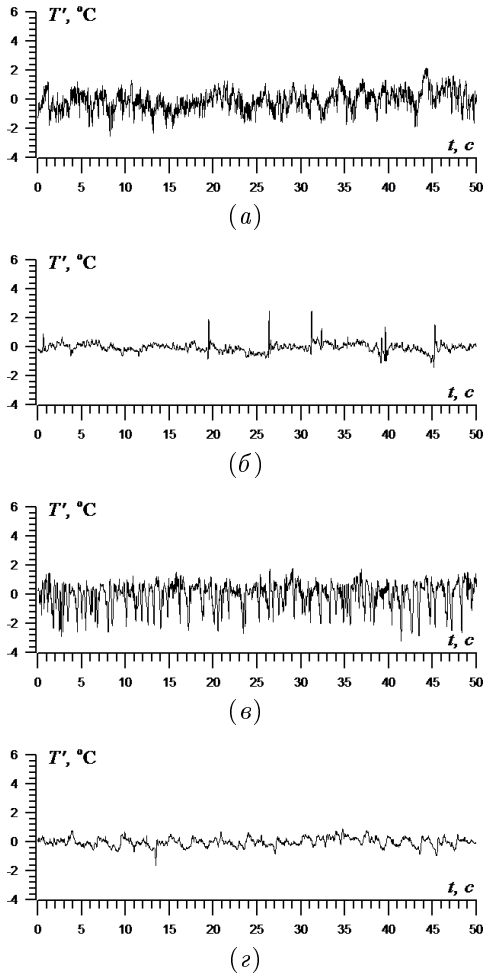


Рисунок 3. Осциллограммы вблизи обогреваемой стенки Y = 0.12, q_c = 25/25 кВт/м^2, Re = 30000, z/d = 24.0: а) Ha = 0, б) 300, в) 500, г) 800.

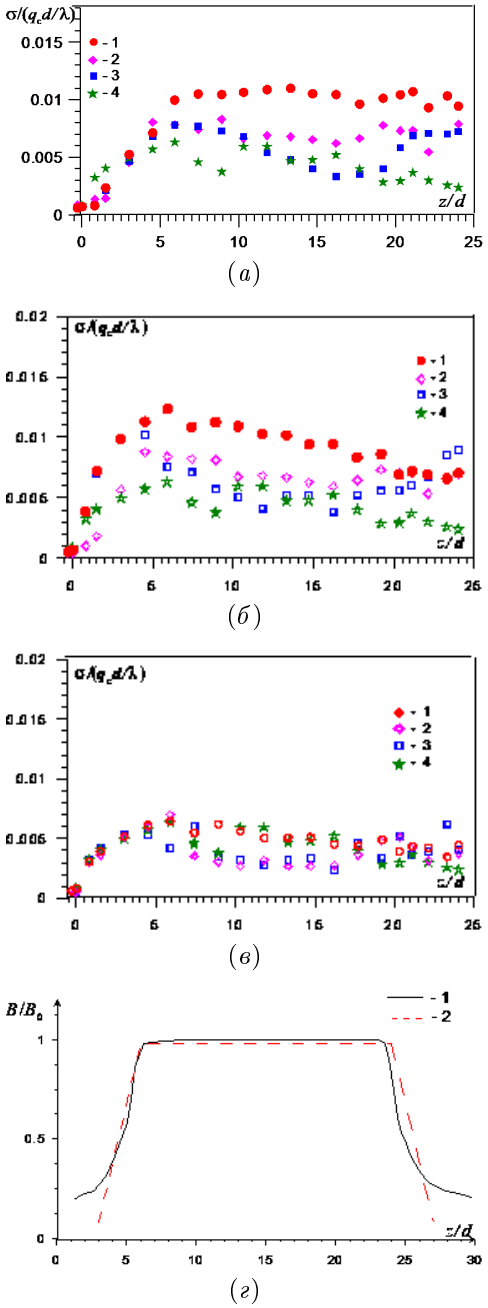


Рисунок 4. Профили интенсивности температурных пульсаций по длине канала, Re = 30000; а) в центре канала, б) в районе максимума пульсаций, в) вблизи стенки, г) эпюра магнитного поля. 1) Ha = 0, 2) Ha = 300, 3) Ha = 500, 4) Ha = 800.

булентности, об этом говорит анализ осцилограмм температурных пульсаций. В реальных установках такие эффекты могут негативно сказаться на эффективности каналов охлаждения. Кроме того, необходимо проводить дополнительные исследования динамики развития пульсаций по длине канала при больших числах Гартмана и большей длине канала. Результаты исследования характера изменения интенсивности пульсаций по длине оказались неоднозначными, что требует дополнительного изучения смешанной конвекции при выраженном влиянии магнитного поля и вторичных течений в области стабилизированного течения и однородного магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-38-00894.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leshukov *et al* 2012 *Fusion Engineering and Design* **87** 1487–1494
2. Батенин В М, Беляев И А, Свиридов В Г, Свиридов Е В и Листратов Я И 2015 *Теплофизика высоких температур* **53** 934–934
3. Belyaev I A, Genin L G, Listratov Y I, Melnikov I A, Sviridov V G, Sviridov E V, Ivochkin Y P, Razuvanov N G and Shpansky Y S 2013 *Magnetohydrodynamics* **49** 177–190
4. Melnikov I A, Sviridov E V, Sviridov V G and Razuvanov N G 2016 *Fusion Engineering and Design* **112** 505–512
5. Razuvanov N G, Sviridov V G, Sviridov E V, Belyaev I A, Pyatnitskaya N Y and Zagorsky V S 2016 *Magnetohydrodynamics* **52** 171–180
6. Belyaev I A, Mel'nikov I A, Pyatnitskaya N Y, Razuvanov N G and Sviridov E V 2018 *Thermal Engineering* **65** 911–915
7. Belyaev I A, Belavina E A, Kotlyar A V, Listratov Y I and Sviridov V G 2018 Heat transfer in mixed convection of molten salt in the presence of magnetic fields *Journal of Physics: Conference Series* vol 1133 p 012034
8. Belyaev I A, Biryukov D A, Pyatnitskaya N Y, Razuvanov N G, Sviridov E V and Sviridov V G 2019 *Thermal Engineering* **66** 377–387

Анализ возможности измерения потенциала плазмы в высокочастотном разряде низкого давления плавающим зондом

А. П. Ойлер[1,2] **и Г. Д. Лизякин**[1]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: andrey_oiler@mail.ru

Статья поступила в редакцию 22 ноября 2019 г.

Аннотация. В данной работе приводится анализ возможности измерения потенциала плазмы в высокочастотном разряде низкого давления при помощи плавающего зонда. Анализируется эквивалентная схема измерений, оценивается импеданс слоя объемного заряда вокруг зонда, определяется погрешность измерений зондом и рассчитываются параметры фильтров для уменьшения погрешности измерений при давлении буферного газа (аргона) P = 0.5–5 мТорр, магнитной индукции B = 0.5–2 кГс, напряженности электрического поля в плазме E = 1–100 В/см и концентрации электронов n = 10^9–10^{12} см$^{-3}$. https://doi.org/10.33849/2019212

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании высокочастотного (ВЧ) разряда низкого давления в магнитном поле часто возникает задача измерения потенциала плазмы [1, 2]. Из-за наличия магнитного поля стандартный метод измерения одиночным зондом Ленгмюра неприменим. Одним из наиболее распространенных методов измерения потенциала плазмы в присутствии магнитного поля является измерение при помощи плавающего зонда. Однако при некоторых давлениях погрешность измерений таким методом может составлять сотни вольт [3–5]. Природа данной погрешности состоит в том, что импеданс слоя объемного заряда, который формируется вблизи зонда, превышает импеданс между зондом и конструкционными элементами. Проще говоря зонд перестает быть "плавающим". Поэтому, применяя данную методику, необходимо очень тщательно оценивать как параметры плазмы, так и параметры зонда и измерительной схемы.

Самым простым и достаточно эффективным способом уменьшения погрешности измерения потенциала в плазме ВЧ-разряда является установка блокировочного элемента в измерительный зонд. Однако погрешность измерений сильно зависит от номинала и типа блокировочного элемента в цепи измерительного прибора. Кроме того, параметры фильтра также влияют и на измерение температуры электронов с использованием двойного зонда [6, 7].

2. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Слой положительного объемного заряда между зондом (точка Pr на рисунке 1) и невозмущенной плазмы (точка P) можно представить в виде некоего импеданса Z_s. Падение напряжения на этом элементе нелинейно зависит от тока, протекающего через него. Сам зонд имеет неустранимую паразитную емкость C_{str}, "располагающуюся" между электротехническими компонентами зонда (соединительными проводами, элементами блокировочной схемы) и его металлическим корпусом. Поэтому ВЧ-пробка с импедансом Z_b должна располагаться как можно ближе к измерительной части зонда для уменьшения этой паразитной емкости.

Сама ВЧ-пробка есть последовательный колебательный контур (RLC) с резонансной частотой, почти

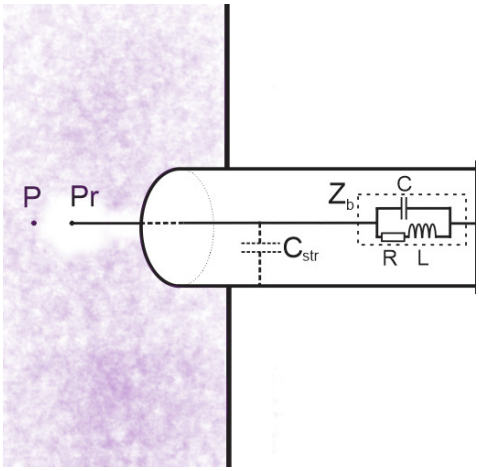


Рисунок 1. Схема измерительной части зонда.

совпадающей с частотой генератора, составляющей примерно 5 МГц.

Потенциал плазмы относительно земли можно представить в виде $V_p = \overline{V}_p + \Delta V_p \sin \omega t$, а потенциал зонда: $V_{pr} = \overline{V}_{pr} + \Delta V_{pr} \sin \omega t$.

Здесь $\overline{V}_p$ — постоянная часть разложения колебаний потенциала в плазме, невозмущенной зондом, ΔV_p — амплитуда переменной части. Аналогично $\overline{V}_{pr}$ — постоянная часть напряжения зонда, ΔV_{pr} — амплитуда переменной (рисунок 2), C — конденсатор, с которого снимаются показания вольтметром. Для того, чтобы вся плазма успевала реагировать на изменения электрического поля, нужно, чтобы плазменная частота и электронов и ионов была больше частоты генератора. Из этого условия следует, что концентрация электронов должна быть много больше 2×10^{10} см$^{-3}$.

Паразитную емкость между фильтром и внешней металлической трубкой можно оценить по формуле цилиндрического конденсатора. Для характерных размеров системы: длина и радиус фильтра 2 см и 3 мм соответственно и внутренний радиус металлической трубки 4 мм, паразитная емкость составляет 1–10 пФ. Учитывая, что эта емкость "подключена" параллельно блокировочному элементу, то не имеет смысла делать блоки-

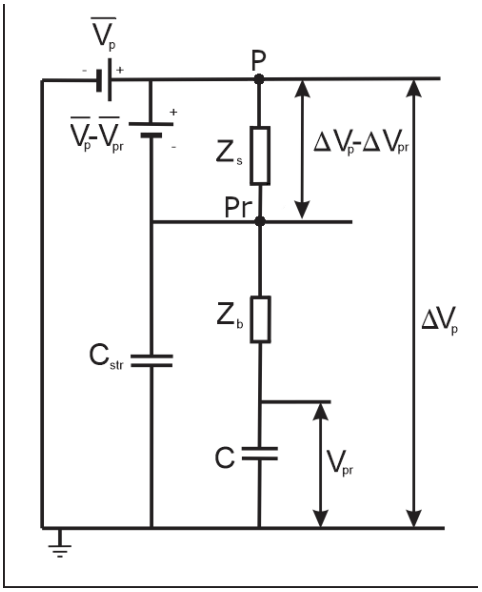


Рисунок 2. Принципиальная схема измерений [3].

ровочный импеданс много больше импеданса паразитной емкости. Для частоты 5 МГц и паразитной емкости 1 пФ импеданс этой емкости составляет примерно 30 кОм.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ ОТ ПОТЕНЦИАЛА ЗОНДА

Считая, что длина свободного пробега электронов больше толщины призондового слоя, можно рассчитать концентрацию электронов по больцмановскому распределению. Получим плотность тока электронов на зонд:

$$|j_e| = \frac{en_e\overline{v_e}}{4} exp\left(-\frac{e(V_p - V_{pr})}{kT_e}\right), \quad (1)$$

где средняя скорость находится как $\overline{v_e} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$. Учитывая, что ионы входят в слой с бомовскими скоростями плотность ионного тока имеет вид($\bar{e}$ — число e):

$$j_i = en_B u_B = en_e\sqrt{\frac{kT_e}{M\bar{e}}}. \quad (2)$$

Приравняем плотности токов (1) и (2) и проинтегрируем по периоду

$$\int_0^{2\pi} j_i d(\omega t) = \int_0^{2\pi} |j_e| d(\omega t). \quad (3)$$

После некоторых математических преобразований уравнения (3) получим:

$$\overline{V_p} - \overline{V_{pr}} = |V_f| + \frac{kT_e}{e}\ln I_0\left(\frac{e(\Delta V_p - \Delta V_{pr})}{kT_e}\right). \quad (4)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (4) представляет из себя модуль плавающего потенциала $V_f = -\frac{kT_e}{2e}\ln\left(\frac{M\bar{e}}{2\pi m_e}\right)$, а второе можно разложить при малых значениях аргумента $x = \frac{e(\Delta V_p - \Delta V_{pr})}{kT_e}$ ($I_0(x)$ — функция Бесселя):

$$\overline{V_p} - \overline{V_{pr}} = |V_f| + \frac{kT_e}{e}\ln I_0(x) \approx |V_f| + \frac{kT_e}{e}\frac{x^2}{4}. \quad (5)$$

Если выразить температуру в вольтах, то (5) можно записать таким образом:

$$\overline{V_p} - \overline{V_{pr}} = |V_f| + \frac{T_e}{4}\left(\frac{\Delta V_p - \Delta V_{pr}}{T_e}\right)^2, [T_e] = V. \quad (6)$$

Найдем относительную погрешность измерения потенциала плазмы:

$$\varepsilon_{V_p} = \frac{\overline{V_p} - \overline{V_{pr}} - |V_f|}{\overline{V_p}} = \frac{\overline{V_p}}{4T_e}\left(\frac{\Delta V_p - \Delta V_{pr}}{\overline{V_p}}\right)^2. \quad (7)$$

4. ОЦЕНКА ИМПЕДАНСА СЛОЯ

Умножив выражение (1) на площадь поверхности зонда A_p получим полный электронный ток, текущий через зонд:

$$I_e = -A_p\frac{en_e\overline{v_e}}{4} exp\left(-\frac{e(V_p - V_{pr})}{kT_e}\right). \quad (8)$$

Тогда выполнено:

$$\frac{1}{Z_s} = \frac{dI_e}{dV_p} = -I_e\frac{e}{kT_e} = I_i\frac{e}{kT_e}. \quad (9)$$

Откуда, используя выражение (2), получим:

$$Z_s = \frac{kT_e}{eI_i} = \frac{\sqrt{M\bar{e}kT_e}}{A_p e^2 n_e}. \quad (10)$$

Как видно, сопротивление слоя обратно пропорционально концентрации электронов. При $T_e = 5$ эВ скорость ионов аргона составляет 2.1 км/с и получается импеданс слоя порядка 10 кОм при концентрации электронов $n_e = 10^{12}$ см$^{-3}$.

Толщину слоя можно оценить по формуле $h \approx \sqrt{\frac{8}{9}}d\left(\frac{e(\overline{V_p}-\overline{V_{pr}})}{kT_e}\right)^{0.75}$ [8], где d — радиус Дебая $d = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}}$. Для напряжения на слое в 26 В (фактически плавающий потенциал), температуре электронов 5 эВ и концентрации электронов 10^{12} см$^{-3}$ получим d = 17 мкм и h =54 мкм.

Для оценки величины ΔV_p нужно оценить величину напряженности невихревого электрического поля на слое. На индуктор, при помощи которого генерируется плазма, падает напряжение порядка 30 кВ. Если вводить зонд в полуметре от индуктора, то тогда напряженность можно оценить как 600 В/см. Тогда $\Delta V_p = 3.24$ В. С другой стороны, величину переменного напряжения на слое можно записать как:

$$\Delta V_p - \Delta V_{pr} = I_i Z_s = \frac{\Delta V_p Z_s}{|Z_\Sigma + Z_s|}, \quad (11)$$

где $Z_\Sigma^{-1} = Z_b^{-1} + i\omega C_{str}$.

Тогда в области частот, где $Z_b > \frac{1}{\omega C_{str}}$, можно оценить погрешность измерений зондом (при $\overline{V_p} = 100$ В)

по формуле (7):

$$\varepsilon_{V_p} < 8 \cdot 10^{-4}.$$

В следующем пункте рассмотрим, в каких областях частот импеданс катушки превосходит импеданс паразитной емкости.

5. ВЧ-ФИЛЬТР

Запишем формулу импеданса для последовательного колебательного контура:

$$Z_b = \frac{\frac{1}{i\omega C}(i\omega L + R)}{i\omega L + R + \frac{1}{i\omega C}} \Rightarrow$$

$$|Z_b| = \sqrt{\frac{(\omega L)^2 + R^2}{(1-\omega^2 LC)^2 + (RC\omega)^2}}. \qquad (12)$$

В данной формуле для увеличения импеданса контура можно либо увеличивать индуктивность (что эквивалентно уменьшению емкости, т.к. нужно поддерживать резонансную частоту постоянной), либо увеличивать сопротивление. Таким образом для контура нужно взять либо катушку с большой индуктивностью, либо резистор с большим сопротивлением, а паразитная индуктивность резистора обеспечит резонансное поведение элемента. Если выбрать резистор, то он будет уменьшать как постоянный, так и переменный ток. Однако для измерения потенциала требуется сохранить постоянный ток. Поэтому в качестве ВЧ-пробки была выбрана индуктивность. Также следует учитывать, что частота генератора может изменяться в связи с изменением плазменной нагрузки. Поэтому помимо того, что резонансный контур должен быть настроен на конкретную частоту, он должен в диапазоне 0.5 МГц также иметь высокое значение импеданса. На рисунке 3 показана АЧХ колебательного контура, состоящего только из катушки индуктивности 220 мкГн (с собственной паразитной емкостью) и контура, параметры которого выбраны, опираясь лишь на резонансную частоту генератора ($L = 4.7$ мкГн, $C = 220$ пФ).

В одной партии промышленно произведенных индуктивностей всегда существует разброс резонансных характеристик. Поэтому для подбора подходящих экземпляров была собрана схема, состоящая из низкоиндуктивного резистора сопротивлением 250 Ом, исследуемой катушки, осциллографа и генератора переменного напряжения (рисунок 4). Для расчета импеданса использовалась формула: $z = \sqrt{1 + \left(\frac{U_p}{U_R}\right)^2 - 2\frac{U_p}{U_R}\cos(\psi)}$, где U_p — напряжение питания, U_R — напряжение на катушке, ψ — фаза между напряжением питания и напряжением на резисторе.

Важно отметить, что если проводить измерения вне корпуса зонда, то будет сниматься зависимость импеданса только катушки, без влияния паразитной емкости C_{str}. Поскольку паразитная емкость C_{str} и емкость

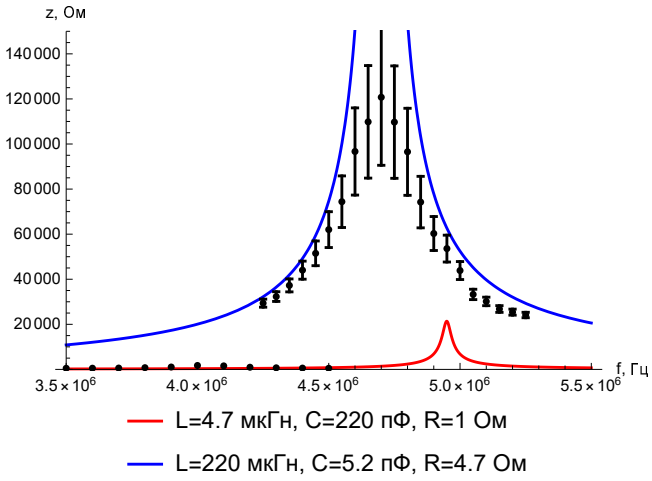


Рисунок 3. Импеданс катушки $L = 220$ мкГн с частотой собственного резонанса близкой к 5 МГц и контура, параметры которого выбирались, ориентируясь только на частоту генератора ($L = 4.7$ мкГн, $C = 220$ пФ).

контура C соединены параллельно, то тогда

$$Z_\Sigma = \frac{\frac{1}{i\omega C_\Sigma}(i\omega L + R)}{i\omega L + R + \frac{1}{i\omega C_\Sigma}}. \qquad (13)$$

И модуль суммарного импеданса будет найден в виде:

$$|Z_\Sigma| = \sqrt{\frac{(\omega L)^2 + R^2}{(1-\omega^2 LC_\Sigma)^2 + (RC_\Sigma\omega)^2}}. \qquad (14)$$

Как можно видеть, резонансная частота получившегося контура будет меньше. Например, у авторов данной статьи при помещении фильтра в конструкцию зонда резонансная частота упала до 3.3 МГц.

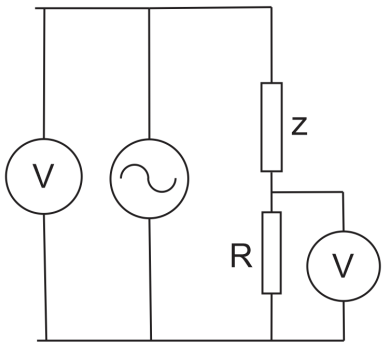


Рисунок 4. Схема измерений резонансной частоты колебательного контура.

6. ВЫВОДЫ

В данной работе был произведен анализ влияния высокочастотного колебания потенциала плазмы на измерения потенциала плазмы плавающим зондом. Показано, что в качестве блокировочного элемента целесообразно использовать катушку индуктивности с собственной резонансной частотой близкой к частоте генератора плазмы. Определено, что блокировочные элементы в ви-

де катушек имеют достаточный импеданс для уменьшения погрешности измерения потенциала плазмы. Для концентрации плазмы выше 10^{12} см$^{-3}$ параметры фильтра могут быть выбраны следующими ($L = 220$ мкГн, $C = 5.2$ пФ, $R = 4.7$ Ом). При помощи оценки импеданса призондового слоя и паразитной емкости схемы оценена относительная погрешность измерения потенциала плазмы. Данные результаты применимы при следующих условиях:

1. Длина свободного пробега электрона больше толщины призондового слоя;

2. Концентрация электронов должна быть много больше 10^{10} см$^{-3}$;

3. Отклонения потенциала плазмы от потенциала зонда считаются малыми, то есть удовлетворяют неравенству $\frac{e(\Delta V_p - \Delta V_{pr})}{kT_e} << 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liziakin G, Gavrikov A, Usmanov R, Timirkhanov R and Smirnov V 2017 *AIP Adv.* **7** 125108
2. Murzaev Y, Liziakin G, Gavrikov A, Timirkhanov R and Smirnov V 2019 *Plasma Sci. Technol.* **21** 45401
3. Райзер Ю П, Шнейдер М Н и Яценко Н А 1995 *Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения* (М. Изд-во МФТИ)
4. Яценко Н А 1992 *Инж.физ. ж.* **62** 739
5. Яценко Н А 1981 *ЖТФ* **51** 1195
6. Chen F F 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 55013
7. Sudit I D and Chen F F 1994 *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 162
8. Райзер Ю П 2009 *Физика газового разряда. 3-е изд.* (Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект")