

УДК 535.212+533.9.082.5+536.42+536.45+536.44+536.453+537.874.72+538.915

DOI: 10.18384/2310-7251-2016-2-51-73

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ.

Определение состояний и свойств металлической системы в условиях пробоя сквозного порогового отверстия (Часть 2)

Калашников Е.В.¹, Бугаев А.А.², Кантор М.Ю.³

¹Московский государственный областной университет, ул. Радио, 10 А, Москва 105005, Россия;

²Центр прикладных исследований, Олд Доминьон Университет, 12050 Джефферсон Авеню, Ньюпорт Ньюс, штат Вирджиния, VA 23606, США;

³Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе, РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия;

Аннотация. Возникновение порогового отверстия при лазерном пробое металлических фольг рассматривается как отклик системы на внешнее воздействие поля лазерного излучения. Привязка экспериментально определяемого отклика к шкале абсолютной температуры позволяет определить значение мнимой части обобщенной восприимчивости в зависимости от температуры, значение критической температуры в переходе «жидкий металл - газ», состояния электронной подсистемы при этой температуре, а также значения коэффициента отражения.

Ключевые слова: отклик, мнимая часть восприимчивости, флуктуационно-диссипативная теорема, критические явления, коэффициент отражения.

SUSCEPTIBILITY.

States and properties of metallic systems at a threshold breakdown of through holes under high-power laser action (Part 2)

E. Kalashnikov¹, A. Bugayev², M. Kantor³

¹Moscow State Regional University, ul. Radio 10a, 105005 Moscow, Russia;

²Applied Research Center, Old Dominion University, 12050 Jefferson Avenue, Newport News, VA 23606, USA;

³Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politekhnicheskaya 26, 19402 1Sankt-Petersburg, Russia

Abstract. Threshold breakdown of through holes upon irradiation of metallic foils by high-power laser radiation is considered as a response of the metallic system to laser radiation. Binding the experimentally determined response to the absolute temperature scale allows one to determine the value of the imaginary part of the generalized susceptibility as a function of temperature, the critical temperature of the 'liquid metal – gas' transition, the states of the electronic subsystems at this temperature, and the reflectance coefficient.

Keywords: response, imaginary part of the generalized susceptibility, critical temperature of second order 'liquid metal – gas' phase transition, reflectance coefficient.

Введение

Одной из измеряемых величин в эксперименте по пороговому пробую металлических фольг под воздействием мощного лазерного излучения является диаметр выходного (порогового) отверстия [1]. Его нет, если нет внешнего воздействия (поля лазерного излучения) или это воздействие оказывается недостаточным. Другими словами, минимальное выходное отверстие есть не что иное, как отклик системы на внешнее воздействие [2]. Размер отверстия, в созданных условиях, является флуктуирующей величиной под воздействием внешнего поля. Наш случай как раз предоставляет возможность связать свойства флуктуирующей величины с величинами, характеризующими поведение тела под влиянием внешних воздействий [2]. Эта связь выражается через обобщённую восприимчивость. Обобщённая восприимчивость α является фундаментальной величиной, позволяющей находить основные свойства (характеристики) вещества, на которое действует какое-то внешнее воздействие. Эта величина связывает отклик системы с внешним воздействием (обобщённой силой).

Ситуация, когда среднее (квантовомеханическое) значение d отлично от нуля, если есть возмущение, и равно нулю, если возмущения нет, записывается через оператор восприимчивости $\hat{\alpha}$ в виде [2]:

$$d = \hat{\alpha}f \quad (1)$$

здесь f - обобщённая сила, функция от времени. Так что сопряжённая пара $d \cdot f(t) = -V$ описывает ту часть гамильтониана (энергии), которая ответственна

за изменение во времени поглощаемой внешней энергии \mathcal{E} и её превращением в тепло (диссипацией) в теле [2]:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -d \cdot \frac{df}{dt} \quad (2)$$

Это же соотношение позволяет найти вид обобщённой силы f , сопряжённой величине d и выразить диссипацию через мнимую часть обобщённой восприимчивости [2].

1. Модель

Падающее на мишень электромагнитное поле лазерного излучения (с периодом колебаний для рубинового лазера $\tau=23 \cdot 10^{-16}$ с), за время электрон-электронного взаимодействия ($\tau_{e-e} \sim \omega_p^{-1} = 2.32 \cdot 10^{-16}$ с, где ω_p – плазменная частота) меняется слабо. Это предполагает, что электронная подсистема будет успевать отслеживать изменение внешнего поля. В таком случае электромагнитное поле лазерного излучения, падающее на мишень, взаимодействуя с электронной подсистемой металла, повышает в области этого взаимодействия химический потенциал μ_e электронов. (Пондермотивный потенциал [3] $V = (q^2/4\epsilon_0 \cdot m \cdot \omega^2) \cdot E^2$ оказывается порядка $10^{-6} \div 10^{-4} eV$ при выбранных в [1] условиях: $\lambda=694 \text{ nm}$ и интенсивности $J \sim 10^6 \div 10^{10} \text{ W/cm}^2$). Поэтому электроны начнут перемещаться в те области, где их химический потенциал меньше, или туда (что одно и то же), где их число (плотность) меньше. Внутри металла их плотность остаётся прежней. Поэтому электроны начнут своё движение туда, где их меньше всего – из металла к границе раздела «металл-газ». Такое движение, в частности, возникает, когда первоначально твёрдое тело быстро нагревается до очень высоких температур [4]. Кинетическая энергия движения электронов и ионов при этих плотностях (плотностях металлов в твёрдом и жидком состояниях) оказывается сопоставимой с кулоновской энергией их взаимодействия. Электроны концентрируются у границы раздела «газ-металл». Это приводит к своеобразной поляризации у «границы раздела», выражающейся в возникновении разности химических потенциалов:

$$(\mu_{e_interface} - \mu_{e_volume}) = e \cdot (\varphi_{interface} - \varphi_{volume}), \quad (3)$$

здесь $\mu_{e_interface}$ и μ_{e_volume} – химический потенциал электронов на «границе раздела» и в объёме. Поэтому, возникающее при этом электрическое поле E

$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial \mu_e}{\partial r} = -E; \mu_e = \mathcal{E}_{Fermi}, \text{ для меди } \mathcal{E}_{Fermi} = 7eV; \text{ так что порядок величины напряжённости электрического поля } -E \sim 7 \cdot 10^8 \text{ V/cm}\right)$ вытаскивает положительные ионы из разогретого объёма. Разогнавшиеся ионы, проходя через границу раздела «газ-металл» и, благодаря сопоставимости кинетической энергии движения и кулоновской энергии взаимодействия, захватывают электроны и покидают металл. Таким образом, ион, проходящий через границу раздела, участвует в её формировании, увеличивая (или уменьшая) площадь поверхности (Рис. 1). Тем самым, ион, проходя через границу раздела и превращаясь в атом, составляет ту самую флуктуирующую часть поверхности, которая и является откликом системы на внешнее поле f (приложение А). Поэтому элементарный акт смещения (пересечения границы раздела) можно рассматривать как акт удаления (присоединения) элемента площади поверхности раздела в единицу времени. Этот элемент площади σ приблизительно равен «площади поверхности» тени атома (приложение А).

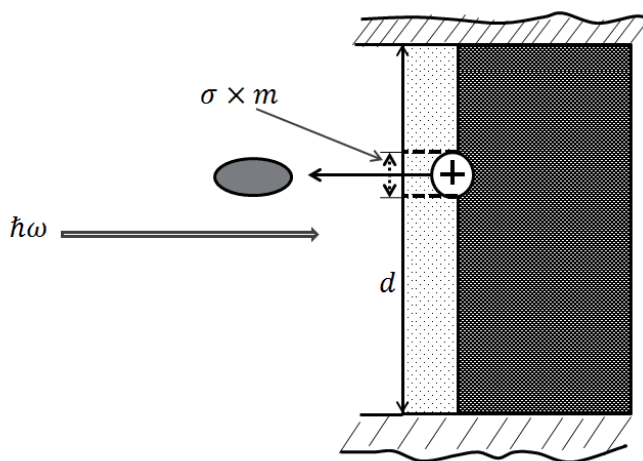


Рис. 1. Рождение (уничтожение) элемента границы раздела σ при выходе иона из объёма металла

При этом нам неизвестна плотность вещества, сама площадь поверхности границы раздела и её конфигурация (это может быть область «толщиной» в несколько сотен атомных слоёв, захватывающая весь возникший объём

жидкого металла). Кроме того, удаляется (присоединяется) в единицу времени не просто кусочек поверхности, а кусочек поверхности с массой атома m . Поэтому можно говорить об удалении (образовании) в единицу времени области в границе раздела, характеризуемой величиной равной $N \times \sigma \times m$, где N – количество атомов в этой области. Тогда измеряемая величина z в эксперименте по пробую порогового отверстия [1] связана со средним значением d (приложение А):

$$N \times \sigma \times m = \pi \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot m = \frac{\pi}{4} \times (z \times \sqrt{m})^2 \quad (4)$$

Эффективный диаметр порогового отверстия, $d = z \times \sqrt{m}$, является откликом системы на внешнее воздействие f . Поскольку пороговый диаметр z развивается во времени, то, в общем случае, d является функцией времени t :

$$d = d(t) \quad (4a)$$

(По заданному d , пользуясь выражением (2), согласно [2], можно построить обобщённую силу f , сопряжённую выбранному отклику d из (4). В нашем случае $f \sim \sqrt{(V \cdot \mathcal{E}/\omega)}$. Здесь $\mathcal{E} = (1/c) \cdot \sqrt{\xi \cdot \mu} \cdot (E \cdot H)$ – плотность электромагнитной энергии. E и $H \sim e^{+j\omega t}$ (или $e^{-j\omega t}$) – напряжённости электромагнитного поля с циклической частотой ω ; V – объём, принявший \mathcal{E}).

Опуская промежуточные выкладки [2] и учитывая, что внешнее возмущение монохроматично, запишем соотношение между откликом системы $d(t)$ и внешним возмущением f в фурье-компонентах:

$$d_\omega = \alpha(\omega) \cdot f_\omega. \quad (5)$$

Здесь $\alpha(\omega)$ – обобщённая восприимчивость. Знак ω означает, что взята Фурье-компонента величины, например,

$$d_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} d(t) e^{j\omega t} dt$$

Тогда флуктуационно-диссипативная теорема [2] позволяет записать Фурье-компоненту квадрата диаметра (площади) (4a) возникающего отверстия в виде:

$$\langle d^2 \rangle_\omega = 2 \cdot \hbar \alpha_2 \cdot \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \right] \quad (6)$$

здесь α_2 – мнимая часть из восприимчивости (1) и (5):

$$\alpha(\omega) = \alpha_1 + j\alpha_2$$

\hbar, k – постоянные Планка и Больцмана, соответственно, T – абсолютная температура. Важная особенность $\langle d^2 \rangle_\omega$ состоит в том, что она практически

является произведением площади порогового отверстия, как функции температуры, на дельта-функцию $\delta(\omega)$ (приложение В).

2. Определение критической температуры

Обращая выражение (6), найдём температуру электронно-ионной системы в зависимости от «диаметра» порогового отверстия

$$T = \frac{\frac{\hbar\omega}{k}}{\ln\left[\frac{1 + \frac{\hbar\alpha_2}{d^2}}{1 - \frac{\hbar\alpha_2}{d^2}}\right]} \quad (7)$$

Особенность выражения (7) в том, что оно распадается на «пучок» линий – зависимостей температуры от мнимой части восприимчивости для различных диаметров (Рис. 2) Кривые этого пучка нигде не пересекаются, и каждая начинается со своего минимального, действительного значения. Каждая из кривых соответствует только одному определённому диаметру выходного отверстия. Анализ поведения этих кривых позволяет найти реальное значение критической температуры (в рамках выбранного приближения), а также значения мнимой части восприимчивости α_2 при разных температурах.

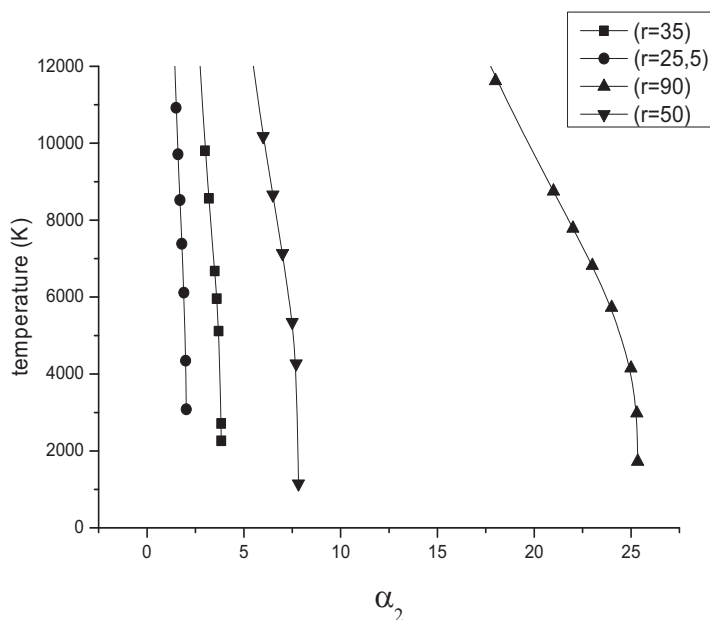


Рис. 2. Температура электронно-ионной системы в зависимости от α_2 представлена в виде пучка линий для четырёх диаметров из полного пучка.

Исследование каждой из линий пучка (Рис. 2) обнаруживает на них точки перегиба (Рис. 3). Точка перегиба на зависимости $dT/d\alpha_2$ указывает на то, как энергия только одного кванта $\hbar\omega$ усваивается системой при температуре T , равной критической температуре T_{cr} . Величина, обратная к $dT/d\alpha_2$, то есть $\frac{d\alpha_2}{dT} \sim \left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \cdot \frac{1}{T}$, есть аналог теплоёмкости при постоянном давлении [5]. Характерный пик или точка перегиба на зависимости T от α_2 определяют значение критической температуры (Рис. 3). Таким образом, критическая температура для меди равна $T_{cr} = 8522\text{K}$.

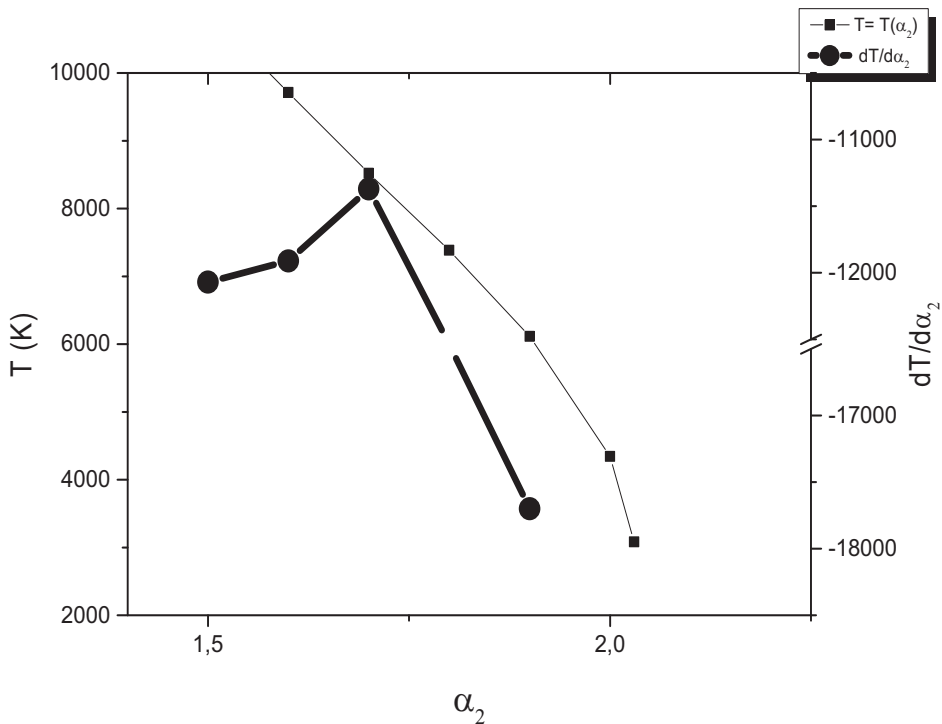


Рис. 3. Точка перегиба на производной $\frac{dT}{d\alpha_2}$. Квадратики обозначают зависимость T от α_2 для $d \sim 25,5 \mu\text{m}$. Кружки – первая производная $\frac{dT}{d\alpha_2}$.

3. Состояние электронно-ионной системы

Мнимая часть восприимчивости α_2 полностью определяется состоянием электронной подсистемы и её взаимодействием с ионной подсистемой. Поведение этих двух подсистем зависит от количества сообщённой им энергии, которая, в свою очередь, зависит от коэффициента отражения (поглощения).

Теперь, зная зависимость (7) и рис. 2, 3, можно уточнить поведение электронно-ионной системы при критической и близкой к ней температурах.

Примем во внимание, что даже при низких температурах основную часть энергии, получаемую электронной подсистемой от внешнего поля, можно выразить в рамках приближения (почти свободных) электронов – в рамках приближения Друде [6–8]. Хотя электронная подсистема остаётся вырожденной (для меди $T_{\text{вырождения}} = 81.6 \cdot 10^3$ K). В рамках приближения Друде удаётся достаточно точно определять коэффициент отражения металлов [7; 9]. При высоких температурах, когда энергия движения электронов становится большой и начинает превосходить кулоновскую энергию, и их движение гораздо ближе по своим свойствам к свободному движению, модель Друде оказывается тем более естественной.

Температурный диапазон исследования коэффициентов отражения металлов достаточно ограничен как в теоретическом, так и в экспериментальном плане [10–12]. В связи с этим мы нигде не используем коэффициент отражения. Он вычисляется из наших измерений по измеряемой в эксперименте восприимчивости при помощи (7).

В рамках приближения Друде диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ выражается через частоту внешнего поля ω , плазменную частоту ω_p и частоту электронно-ионных столкновений ν [6–13]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \cdot (\omega + j\nu)} = \varepsilon_1(\omega) + j\varepsilon_2(\omega) \quad (8)$$

(в рамках модели Друде, величина ν в зависимости от контекста также упоминается и как среднее время релаксации электронного распределения [11] или ν^{-1} , и как время релаксации электронов при взаимодействии и с электронами, и с ионами [6]). С другой стороны, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ и восприимчивость $\alpha(\omega)$ связаны между собой [11]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi \cdot \alpha(\omega) = 1 + 4\pi(\alpha_1 + j\alpha_2) \quad (9)$$

Поэтому из (8) и (9) находим, что ε_1 и ε_2 :

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = 1 + 4\pi \cdot \alpha_1(\omega) \\ \varepsilon_2 = 4\pi \cdot \alpha_2(\omega) \end{cases} \quad (10)$$

Возвращаясь к (8), находим:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \\ \varepsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \cdot \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \end{cases} \quad (10a)$$

Здесь ω – частота внешнего поля излучения (излучения лазера), для рубинового лазера равна $27 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, ω_p – плазменная частота; ν – частота электрон-ионного взаимодействия.

В условиях порогового пробоя [1] температуры, развиваемые в эксперименте, оказываются порядка нескольких тысяч градусов Кельвина, так что $\hbar\omega \sim kT$. В таком случае $|\varepsilon_1| \sim |\varepsilon_2|$ и все приложения и вычисления, обычно применяемые для электропроводности, коэффициента отражения, связанные с приближением $|\varepsilon_1| \ll |\varepsilon_2|$, [14], не применимы.

Из второго уравнения системы (10a) выразим частоту электрон-ионного взаимодействия ν :

$$\nu^2 - \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_2 \cdot \omega} \cdot \nu + \omega^2 = 0 \quad (11)$$

$$\nu_{(+),(-)} = \frac{\omega_p^2}{2\varepsilon_2 \cdot \omega} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^4 \cdot (\varepsilon_2)^2} \right) \quad (11a)$$

Отсюда следует, что частота электронно-ионных взаимодействий имеет два корня. Эти два корня свидетельствуют о двух принципиально разных состояниях электронной подсистемы.

Первый из корней (+ перед корнем) говорит о том, что электроны проводимости с повышением температуры чаще сталкиваются с ионами (время «свободного пробега» этих электронов резко уменьшается). Система при этом остаётся металлической. Второй корень говорит о том, что частота столкновений падает. А это возможно (при температурах ниже критической, когда объём, занимаемый системой также ниже, чем при критической температуре) только при уменьшении числа электронов, участвующих в проводимости. Уменьшение числа электронов проводимости говорит о том, что они (электроны) локализуются на ионах (или своеобразных ионных пузырях). При этом металл переходит в диэлектрическое состояние.

Так как эти оба корня равноправны и сосуществуют при одинаковых температурах, то остаётся предположить, что мы находимся при

существовании двух состояний: жидкого металлического и диэлектрического. При этом существует единственное условие – критическая температура, давление и объём – критическое состояние вещества или критическая точка, при которой эти два корня совпадают:

$$v_{(+)} = v_{(-)} \quad (12)$$

Равенство (12) означает, что подкоренное выражение равно нулю. Условие равенства корней (12) сводится к равенству нулю подкоренного выражения в (11а):

$$\omega_p^4 - (2\varepsilon_2\omega^2)^2 = 0$$

или

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (13)$$

Значение ε_2 находим по мнимой части восприимчивости α_2 из (10), которая соответствует критической температуре (Рис. 3). Из (11а) при условии (12), учитывая (13), находим частоту электрон-ионных соударений при искомой критической температуре $v_{(+)} = v_{(-)} = v$:

$$v = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_2 \cdot \omega} = \omega \quad (14)$$

Такая ситуация подразумевает, что внешнее возмущение при критической температуре распределяет электроны и ионы так, что частота их взаимодействия становится равной частоте внешнего воздействия. Под воздействием поля излучения рубинового лазера ($\omega=27 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$) на металл при критической температуре эта частота $v=27 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$.

4. Температурное поведение параметров электронно-ионной системы

а) Коэффициент отражения. Для определения коэффициента отражения (приложение С) и его температурной зависимости необходимо знать температурное поведение диэлектрической проницаемости, плазменной частоты, частоты электрон-ионного взаимодействия. Эти величины связаны между собой стандартным набором соотношений (8)–(10), в который входит мнимая часть восприимчивости $\alpha_2(\omega)$. Поэтому по экспериментальной взаимосвязи температуры и мнимой части восприимчивости, (рис. 2, рис. 3), определяем температурную зависимость ε_2 , ω_p (рис. 4), v (рис. 5) и коэффициент отражения (рис. 6).

б) Плазменная частота. Температурное поведение плазменной частоты ω_p играет важную роль при рассмотрении коэффициента отражения. Оказалось, что плазменная частота, как функция температуры, претерпевает существенное изменение (Рис. 4). Причём от комнатных до температуры кипения эта частота меняется достаточно круто, так что при использовании данных о плотности из [15] это привело бы к уменьшению ω_p на порядок по достижении критической температуры. Рассмотрим температурное поведение ω_p (Рис. 4). Считаем, что атомы меди во всём температурном диапазоне от температуры плавления до критической температуры однократно ионизованы, (валентность $Z = 1$). Тогда принимаем:

$$\omega_p = \frac{4\pi \cdot n \cdot e^2}{m} = 31,80795 \cdot 10^{-8} \cdot n,$$

где $n = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A}$, $A = 64$.

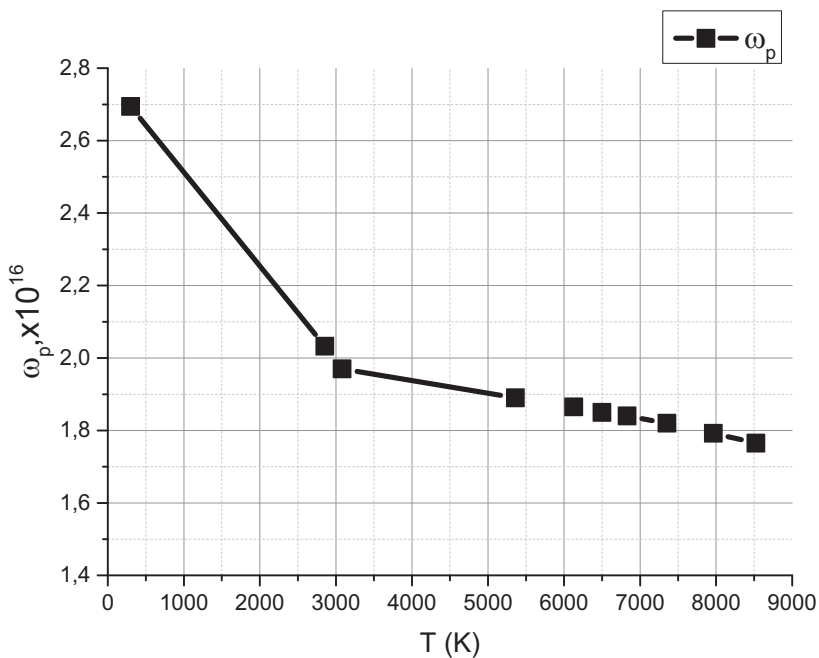


Рис. 4. Температурное поведение плазменной частоты ω_p .

Температурная зависимость плотности ρ для меди заимствована из [15]. Учитывали только измеренные значения плотности металла, то есть до

температуры кипения, включительно. Экстраполяционные значения плотности выше температуры и до критической температуры (9000К [15]) не принимались во внимание. При критической температуре $T_{cr}=8522$ К, полученной из наших результатов, значение ω_p определяли из (13), предварительно определив ϵ_2 по α_2 из рис.3. Кроме того, определяемые из эксперимента мнимая часть восприимчивости и, соответственно, диэлектрической проницаемости, а также значение критической температуры не позволяют флуктуаций плазменной частоты благодаря соотношению (11).

с) Электрон-ионная частота взаимодействия. Электрон-ионная частота ν состоит из двух ветвей $\nu_{(+)}$ и $\nu_{(-)}$ (Рис. 5). Первая из ветвей соответствует «металлической» части, а вторая – «диэлектрической» части электронно-ионной системы в рассматриваемых условиях. $\nu_{(+)}$ иллюстрирует рост частоты электрон-ионных столкновений, а $\nu_{(-)}$ – уменьшение частоты электрон-ионных столкновений за счёт локализации электронов путём захвата их на ионных пузырях и увеличения диэлектрической составляющей в металле.

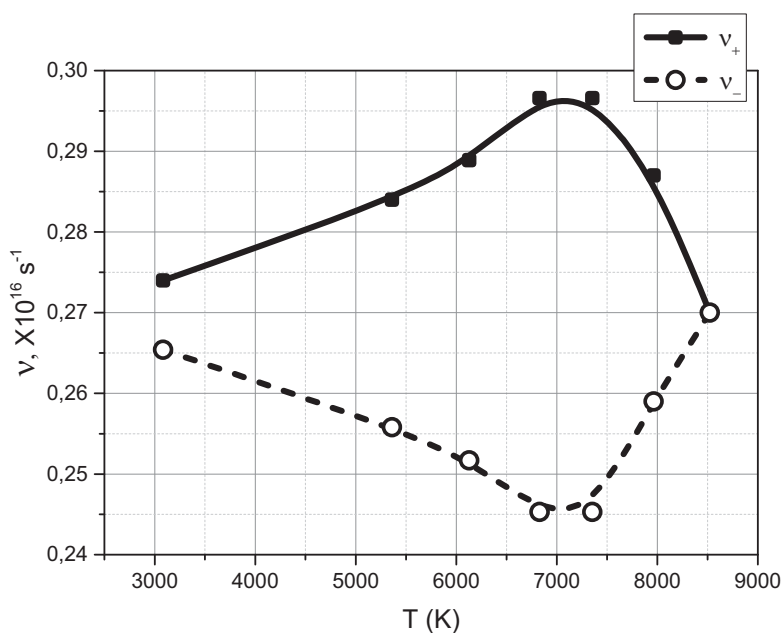


Рис. 5. Температурная зависимость электрон-ионной частоты взаимодействия ν . Верхняя кривая соответствует $\nu_{(+)}$ – металлической составляющей электрон-ионной системы, $\nu_{(-)}$ – соответствует «диэлектрической» части электрон-ионной системы.

d) Критическая температура. В литературе нашлось несколько различных значений критических температур для меди. В [16] измерена такая температура методом взрыва проволочки при большом токе: $T_{cr}=8390$ К. [17] отмечается теоретическое значение, полученное из расчётов моделирующих фазовую диаграмму $T_{cr}=7800$ К. Но в таких расчётах, если бы использовались коэффициенты отражения (поглощения), то для таких температур они могли бы быть получены только путём экстраполяции на высокие температуры, поскольку прямых измерений этих коэффициентов при высоких температурах (выше 3000К) в литературе не встречались. В [15] была получена $T_{cr}=9000$ К, но путём экстраполяции плотности газового состояния меди от температуры кипения.

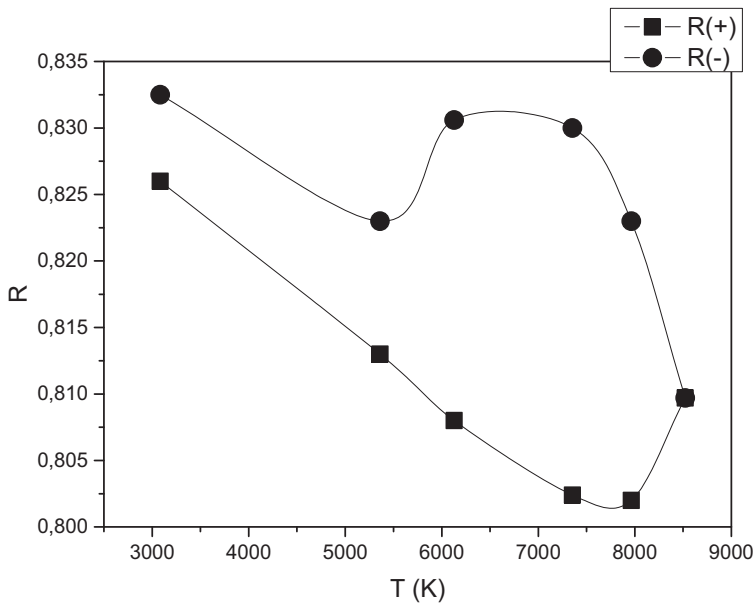


Рис. 6. Коэффициент отражения $R_{(+)}$ и $R_{(-)}$ для металлической и диэлектрической составляющих электронно-ионную систему.

e) Коэффициент отражения R. R вычисляли в соответствии с приложением С. Рис. 6 демонстрирует сложность поведения коэффициента отражения в интервале температур от температуры кипения и до критической температуры перехода жидкого металла в газообразное состояние. При этом в отражении существенную роль играет диэлектрическая составляющая. В жидком металле

вблизи критической температуры R_- оказывается более существенным, чем отражение R_+ , вызванное металлической составляющей. Вполне возможно, что такая ситуация вызвана не просто появлением связанных, локализованных состояний электронов на ионах или ионных пузырях, но и возникновением между такими связанными состояниями перекрытий [18; 19], ведущих к обобщению (делокализации) локализованных состояний. В таких областях электроны опять же работают, как в металле. В этом, по-видимому, и проявляется суть критического явления, при котором различие между жидким металлом и газообразным состоянием исчезает.

Заключение

Идея порогового пробоя сквозного отверстия и применение флуктуационно-диссипативной теоремы позволили найти значение критической температуры, а также температурные зависимости обобщённой восприимчивости системы. Это сочетание открывает перспективы более тонких и детальных высокотемпературных измерений, и возможностей управления электронно-ионной системой при высоких температурах.

Приложение А.

Чтобы оценить среднее (квантовомеханическое) значение d из (1) и (4), примем во внимание следующие моменты:

1. При плотностях жидкого металла и температурах в тысячи Кельвина, кулоновская энергия взаимодействия электронов и ионов сопоставима с их кинетической энергией движения [4]. В этих условиях жидкий металл представляет собой электрон-ионную систему, являющуюся смесью электрон-ионного газа (связанных электрон-ионных пар) и электрон-ионной жидкости. Такое состояние является существенно неоднородным и неидеальным. Последние свойства предполагают наличие как разобщённых электронов и ионов, обеспечивающих металлическое состояние («зону проводимости» и уровень Ферми в ней), так и образующиеся электрон-ионные пары (атомарный металлический газ), которые в следующие моменты могут распасться. А при приближении жидкого металлического состояния к критическому состоянию (к критической температуре) частота возникновения таких виртуальных пар растёт (см., например, поведение $\nu_{(-)}$ на рис. 5)

2. В такой электронно-ионной системе электроны можно рассматривать как электроны сильно возбуждённого состояния атома, при котором электроны оказываются далеко удалёнными от ядра [20]. Эта ситуация эквивалентна тому, что состоянию электрона, находящемуся на большом расстоянии от ядра, можно приписать большое главное квантовое число n и, для определённости, орбитальное число $l = 0$ (электрон соответствует возбуждённому S -состоянию). Движение такого электрона (или такого иона в поле электрона) можно рассматривать как взаимное движение в кулоновском поле атомного остатка (иона) с эффективным зарядом Z , равным единице [20]: напряжённость электрического поля в таком случае, возникающая между зарядами $\sim E_{n,l,m}/(ae)$, ($E_{n,l,m}$ - собственная энергия электрона, e - заряд электрона, a - радиус Бора).

3. Зона проводимости в меди образуется в результате гибридизации $4s$ и $3d$ оболочек атома [21]. Так что волновая функция электрона в зоне проводимости может быть разложена по шаровым функциям с определёнными квантовыми числами (n, l, m) [20–22] в том числе и тем, которые соответствуют состояниям электронов, участвующих во взаимодействии с внешним полем. Во взаимодействии электронов в зоне проводимости с внешним полем частотой ω будут работать механизмы рассеяния и те из состояний, которые отличаются по главному квантовому и орбитальному числам. Например, оптическим переходам в меди соответствуют переходы $3d^{10}5s - 3d^{10}4p$, $3d^{10}6s - 3d^{10}4p$, $3d^{10}5,6,7d - 3d^{10}4p$ [23]. Учитывая эти факты (1)–(3), можем сделать следующие оценки.

(а). Удалённость электрона от ядра в приближении водородоподобного атома [20, 21] определяется средним квантовомеханическим расстоянием электрона в атоме:

$$\langle r \rangle_{n,l} = \frac{a}{2 \cdot Z} \cdot [3n^2 - l \cdot (l + 1)] \sim d/2.$$

Тогда, например, в $5s$ - состоянии (при $Z = 1$, см. выше, пункт (2))

$\langle r \rangle_{5,l=0} = 19,838 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, то есть электрон оказывается удалённым от ядра на среднее расстояние $19,838 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. (Это расстояние в приближении Томаса-Ферми оказывается меньше [24], $r = \frac{a}{\left(q^{2/3} \cdot Z^{1/3}\right)} \cong 3,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, где $q =$

$(2S + 1)$. По табличным данным «радиус» атома меди примерно $14,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}$. Это равно $\langle r \rangle_{n,l} = \langle r \rangle_{5,0} = 14,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}$ при $Z=29$.) Напряжённость

электрического поля такого электрона, действующего на остальной атом (ион) $E_{n,l,m}/(e \cdot \langle r \rangle_{5,0})$ такая же, что и $\frac{1}{e} \cdot \frac{\partial \mu_e}{\partial r} \approx 3,5 \cdot 10^7 V/cm = -E$.

(b). Электромагнитное поле лазерного излучения, падающего на мишень, меняется слабо за время электрон-электронного взаимодействия (τ_{e-e}) (период колебаний для рубинового лазера $\tau=23 \cdot 10^{-16} s$, а $\tau_{e-e} \sim \omega_p^{-1} = 2,32 \cdot 10^{-16} s$, где ω_p – плазменная частота). Такая ситуация предполагает, что электронная подсистема будет успевать отслеживать изменение внешнего поля. Таким образом, электрическое поле взаимодействия между заряженными частицами будет выглядеть слабо меняющимся. Атом меди в возбуждённом состоянии рассматриваем в приближении водородоподобного атома. В адиабатическом приближении характер (потенциальный) электрического поля позволяет произвести расщепление волновой функции атома $\Psi(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha; X, Y, Z) = \varphi_e(x, y, z) \cdot \Phi(X, Y, Z)$ на волновую функцию электрона $\varphi_e(x, y, z)$ (здесь α – нумерует электроны в атоме; (x, y, z) – координаты относительного движения электрона, (X, Y, Z) – координаты центра масс атома) и волновую функцию остова атома $\Phi_n(X, Y, Z)$ так, что уравнение Шредингера для остова атома запишется, как

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_n = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{X,Y,Z} \Phi_n + [\mathcal{U}(X, Y, Z) + E_{n,l,m}(X, Y, Z)] \Phi_n \quad (A1)$$

Так как дебройлевская длина волны для остова атома очень мала, то волновая функция для него ищется в виде [20]:

$$\Phi_n = A \cdot \exp\left(-iS/\hbar\right), \quad (A2)$$

где S – действие [25], равное:

$$S = H \cdot t - P_X \cdot X - P_Y \cdot Y - P_Z \cdot Z \quad (A3)$$

Подставим (A2), с учётом (A3) в (A1), получим гамильтониан:

$$H = \vec{P}^2/2M + \mathcal{U}(X, Y, Z) + E_{n,l,m}(X, Y, Z), \quad (A4)$$

соответствующий классическому поведению остатка (иона) атома меди во внешнем поле, созданном окружением иона, $\mathcal{U}(X, Y, Z)$, полем $E_{n,l,m}(X, Y, Z)$, далеко удалённого от него валентного электрона. К этому полю теперь добавляется высокочастотное поле, рассмотренное Капицей П.Л. [25] и, позже, Гапоновым А.В., и Миллером М.А. [26] (его можно было учесть и раньше): $V = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\omega^2} E^2$, действующее с силой $F \sim -\frac{q^2}{m\omega^2} \nabla J$ на каждую из (заряженных) частиц обратно пропорционально их массам, движущихся в поле излучения

как классические [26], но в наших условиях сила, действующая на остаток атома бесконечно мала. Считаем, что $E_{n,l,m}(X, Y, Z)$ при перемещении центра масс не меняется. Внешнее поле для иона $\mathcal{U}(X, Y, Z)$ выражается через разность химических потенциалов электронов в границе раздела и в «объёме»:

$$\mathcal{U}(X, Y, Z) = (\mu_{e_interface} - \mu_{e_volume}) = e \cdot (\varphi_{interface} - \varphi_{volume}).$$

Примем (для простоты), что вектор напряжённости электрического поля направлен по нормали к «границе раздела» (Рис. 1). Тогда уравнения движения центра масс остова атома меди примут вид:

$$\begin{cases} M \frac{d^2 X}{dt^2} = 0 \\ M \frac{d^2 Y}{dt^2} = 0 \\ M \frac{d^2 Z}{dt^2} = -\frac{\partial}{\partial Z} \left(\mathcal{U}(X, Y, Z) + E_{n,l,m}(X, Y, Z) + \frac{q^2}{4mc\omega^2} J \right) \end{cases}$$

Величина $|V| \ll |\mathcal{U}(X, Y, Z)|$. Принимаем, что начальное значение скорости остова в момент времени $t = 0$ равно нулю $\left(\frac{dX}{dt}, \frac{dY}{dt}, \frac{dZ}{dt}\right) = 0$. Получаем, что сохраняющимися величинами являются $X - X_0, Y - Y_0 \sim \langle r \rangle_{n,l}$ и $(X - X_0) \cdot (Y - Y_0)$. Другими словами, площадь $(X - X_0) \cdot (Y - Y_0) = \sigma$, равная площади, образованной проекцией атома на нормальную к перемещению атома плоскости, сохраняется. Величины $M \cdot \sigma$, и $N \cdot M \cdot \sigma$ также являются инвариантами движения в процессе перехода остатка атома из одного положения в другое.

Расстояние, преодолеваемое остатком атома:

$$Z - Z_0 = -\frac{1}{2M} \left[\frac{\partial}{\partial Z} \left(\mathcal{U}(X, Y, Z) + E_{n,l,m}(X, Y, Z) \right) \right] \cdot \tau^2.$$

Если принять, что $Z - Z_0 = \langle r \rangle_{4,l=1} - \langle r \rangle_{5,l=0} = |7,671 \cdot 10^{-8}| \text{ см}$, то остаток атома преодолеет это расстояние за $\tau \sim 10^{-14} \text{ с}$, прежде чем перейдёт из состояния $|n = 5, l = 0\rangle$ в $|n = 4, l = 1\rangle$. Отметим, что это время соответствует зарождению нового (фазового или агрегатного) состояния вещества [1].

Приложение В

Вычисление спектральной плотности квадрата диаметра порогового отверстия $\langle d^2 \rangle_\omega$.

Образование отверстия – временное явление. И диаметр минимального выходного отверстия зависит от диаметра в момент времени, предшествующий пробоем. Так что можно говорить о временной корреляционной функции

$$\langle d(t) \cdot d(t') \rangle, \quad (B1)$$

в которой t' - момент времени сквозного пробоя минимального выходного отверстия диаметром d . Выберем $t = 0$ – предшествующий момент времени за начало отсчёта. Тогда выходное отверстие возникает при $t' - 0 = \tau$. Спектральная плотность квадрата диаметра порогового отверстия согласно [2] запишется:

$$\langle d^2 \rangle_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle d(0) \cdot d(\tau) \rangle e^{j\omega\tau} d\tau \quad (B2)$$

Считая, что за время τ диаметр меняется слабо, разложим $d(\tau)$:

$$d(\tau) = d(0) + \dot{d} \cdot \tau \quad (B3)$$

Выражение (B2) с учётом (B3) принимает вид:

$$\begin{aligned} \langle d^2 \rangle_\omega &= \int_{-\infty}^{+\infty} \langle d(0) \cdot (d(0) + \dot{d} \cdot \tau) \rangle e^{j\omega\tau} d\tau = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \langle d(0) \cdot d(0) \rangle e^{j\omega\tau} d\tau + \int_{-\infty}^{+\infty} \langle d(0) \cdot \dot{d} \cdot \tau \rangle e^{j\omega\tau} d\tau = \\ &= \langle d(0) \cdot d(0) \rangle \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega\tau} d\tau + \tau \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \langle d(0) \cdot \dot{d}(0) \rangle e^{j\omega\tau} d\tau = \\ &= \langle d(0) \cdot d(0) \rangle \cdot \delta(\omega) + \tau \cdot \langle d(0) \cdot \dot{d}(0) \rangle. \end{aligned} \quad (B4)$$

Отметим, что в (B4) учтено:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega\tau} d\tau = \delta(\omega) \quad (B5)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \langle d(0) \cdot \dot{d}(0) \rangle e^{j\omega\tau} d\tau = \langle d(0) \cdot \dot{d}(0) \rangle \quad (B6)$$

Считаем, что скорость изменения диаметра \dot{d} и сам размер диаметра d в один и тот же момент времени не коррелированы. Тогда последнее слагаемое в (B4) равно нулю. Так что окончательно:

$$\langle d^2 \rangle_\omega = d^2(0) \cdot \delta(\omega).$$

Приложение С

Коэффициент отражения (соотношение Френеля для нормально падающего на границу раздела электромагнитного излучения) имеет вид:

$$R = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right|^2 = \left| \frac{n - j \cdot k - 1}{n + j \cdot k + 1} \right|^2 = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2};$$

$$\varepsilon^{\frac{1}{2}} = n - j \cdot k;$$

$$n = \left\{ \frac{1}{2} \cdot \left[\varepsilon_1 + (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}};$$

$$k = \left\{ \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} - \varepsilon_1 \right\}^{\frac{1}{2}};$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + j \cdot \varepsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + j \cdot \frac{\omega_p^2 \nu}{(\omega^2 + \nu^2) \cdot \omega} =$$

$$= 1 - \frac{\omega_p^2 \cdot \omega - j \omega_p^2 \cdot \nu}{(\omega^2 + \nu^2) \cdot \omega} = 1 - \frac{\omega_p^2 \cdot (\omega - j\nu)}{(\omega + j\nu) \cdot (\omega - j\nu) \cdot \omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \cdot (\omega + j\nu)};$$

$$\varepsilon_2 = 4\pi \cdot \alpha_2.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Калашников Е.В., Бугаев А.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Чикиряка А.В. Порог пробоя сквозных отверстий в металлических фольгах мощным лазерным излучением. Часть 1 // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2016. № 1. С. 44–59.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
3. Bauer D. Theory of intense laser-matter interaction. Heidelberg Germany: Max-Planck-Institute für Kernphysik, 2006. 106 p.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
5. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973. 419 с.
6. Arovas D. Lecture Notes on Condensed Matter Physics. San Diego: Departm. of Physics. University of California, 2010. 179 p.
7. Dresselhaus M.S. Optical Properties of Solids // Solid State Physics. Part II. 1985. 194 p.
8. Fleischer K., Chandola S., Hermann Th., Esser N., Richter W., McGilp J.F. Free-electron response in reflectance anisotropy spectra // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. pp. 195432–195443.
9. Vaculenco O.V., Severin V.S. Calculation of metal reflectivity with taking polarization into consideration // Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. 2007. Vol.10. no 1. pp. 55–59.
10. Walter William T. Change in reflectivity of Metals under intense Laser Radiation // New York: Polytechnic Institute of New York. 1981. pp. 1–35.

11. Ujihara Kikuo. Reflectivity of metals at high temperatures // *Journ. Appl. Phys.* 1972. Vol.43. no 5. pp. 2376–2383.
12. Schmid M., Zehnder S., Schwaller P., Neuenschwander B., Held M., Hunziker U., Zürcher J. Measuring optical properties on rough and liquid metal surfaces // *Advanced Laser Technologies (ALT 12)*. 2012. pp. 2–6 September, Thun, Switzerland. 8 p.
13. Ильинский Ю.А., Келдыш Л.В. Взаимодействие излучения с веществом. М.: МГУ, 1989. 304 с.
14. Введёнов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоиздат, 1985. 206 с.
15. Cahill J.A., Kirshenbaum A.D. The density of liquid copper from its melting point (1356 K) to 2500 K and an estimation of its critical constants // *Journ. Physical Chemistry*. 1962. Vol. 66. no. pp. 1080–1082.
16. Фортов В.Е., Дрёмин А.Н., Леонтьев А.А. Оценка параметров критической точки // *Теплофизика высоких температур*. 1975. Т. 13. № 5. С. 1072–1075.
17. Autique D., Clair G, L’Hermite D., Alexiades V., Bogaerts A., Rethfeld B. The role of mass removal mechanisms in the onset of ns-laser induced plasma formation // *Journ. Appl. Physics*. 2013. Vol. 114. pp. 023301–10.
18. Ликальтер А.А. Электропроводность вырожденного квазиатомного газа // *Теплофизика высоких температур*. 1987. Т. 25. № 3. С. 424–429.
19. Ликальтер А.А. Критические точки конденсации в кулоновских системах // *Успехи физических наук*. 2000. Т. 170. № 8. С. 831–854.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Т. 3. М.: Наука, 1973. 751 с.
21. Фридель Ж. Переходные металлы. Электронная структура d-зоны. Её роль в кристаллической и магнитной структурах // *Физика металлов*. 1. Электроны. Под ред. Займана Дж. М.: Мир, 1972. С. 373–443.
22. Бете Г. Квантовая механика простейших систем. Л.-М.: ОНТИ, Главная редакция общетехнической литературы, 1935. 399 с.
23. Lewis C.L., Jackson G.P., Stephen K.D., Majidi V., King F.L. Spectral, spatial and temporal characterization of a millisecond pulsed glow discharge: copper analyte emission and ionization // *Spectrochimica Acta. Part B*. 2001. Vol. 56. pp. 481–501.
24. Spruch L. Pedagogic notes on Thomas-Fermi theory (and on some improvements): atoms, stars and the stability of bulk matter // *Rev. Mod. Phys.* 1991. Vol. 63. no. 1 pp. 151–209.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Классическая механика. Т.1. М.: Наука, 1988. 215 с.
26. Гапонов А.В., Миллер М.А. О потенциальных ямах для заряженных частиц в высокочастотном электромагнитном поле // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1958. Т. 34. № 1. С. 242–243.

REFERENCES

1. Kalashnikov E.V., Bugaev A.A., Kantor M.Yu., Kuprienko D.V., Chikiryaka A.V. Porog proboya skvoznykh otverstii v metallicheskih fol'gakh moshchnym lazernym izlucheniem. Chast'1 [Breakdown threshold of through holes in metal foils exposed to high-power laser radiation. Part1] // Vestnik Moskovskogo gosudarstvennogo oblastnogo universiteta. Seriya: Fizika-matematika. 2016. no. 1. pp. 44–59.
2. Landau L.D., Lifshits E.M. Statistical physics. Part 1. Oxford: Pergamon Press, 1980. 544 p.
3. Bauer D. Theory of intense laser-matter interaction. Heidelberg Germany: Max-Planck-Institute für Kernphysik, 2006. 106 p.
4. Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. N.Y., Acad. Press, 1967. 451 p.
5. Stanley H.E. Introduction to phase transitions and critical phenomena. Oxford: Oxford Univ. Press, 1987, 336 p.
6. Arovas D. Lecture Notes on Condensed Matter Physics. San Diego: Departm. of Physics. University of California, 2010. 179 p.
7. Dresselhaus M.S. Optical Properties of Solids // Solid State Physics. Part II. 1985. 194 p.
8. Fleischer K., Chandola S., Hermann Th., Esser N., Richter W., McGilp J.F. Free-electron response in reflectance anisotropy spectra // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. pp. 195432–195443.
9. Vaculenco O.V., Severin V.S. Calculation of metal reflectivity with taking polarization into consideration // Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron. 2007. Vol.10. no 1. pp. 55–59.
10. Walter William T. Change in reflectivity of Metals under intense Laser Radiation // New York: Polytechnic Institute of New York. 1981. pp. 1–35.
11. Ujihara Kikuo. Reflectivity of metals at high temperatures // Journ. Appl. Phys. 1972. Vol.43. no 5. pp. 2376–2383.
12. Schmid M., Zehnder S., Schwaller P., Neuenschwander B., Held M., Hunziker U., Zürcher J. Measuring optical properties on rough and liquid metal surfaces // Advanced Laser Technologies (ALT 12). 2012. pp. 2–6 September, Thun, Switzerland. 8 p.
13. Il'inskii Yu.A., Keldysh L.V. Vzaimodeistvie izlucheniya s veshchestvom [The interaction of radiation with matter]. M., MGU, 1989. 304 p.
14. Vvedenov A.A., Gladush G.G. Fizicheskie protsessy pri lazernoi obrabotke materialov [Physical processes in laser treatment of materials]. M., Energoizdat, 1985. 206 p.
15. Cahill J.A., Kirshenbaum A.D. The density of liquid copper from its melting point (1356 K) to 2500 K and an estimation of its critical constants // J. Phys. Chem. 1962. Vol. 66. no. pp. 1080–1082.

16. Fortov V.E., Dremin A.N., Leont'ev A.A. Otsenka parametrov kriticheskoi tochki [Estimation of the critical point parameters] // *Teplofiz. Vysok. Temp.* 1975. Vol. 13. no. 5. pp. 1072–1075.
17. Antique D., Clair G, L'Hermite D., Alexiades V., Bogaerts A., Rethfeld B. The role of mass removal mechanisms in the onset of ns-laser induced plasma formation // *J. Appl. Physics.* 2013. Vol. 114. pp. 023301–10.
18. Likal'ter A.A. Elektroprovodnost' vyrozhdennogo kvaziatomnogo gaza [The electrical conductivity of the degenerate quasiaatomic gas] // *Teplofiz. Vysok. Temp.* 1987. Vol. 25. no. 3. pp. 424–429.
19. Likal'ter A.A. Kriticheskie tochki kondensatsii v kulonovskikh sistemakh [Critical points of condensation in Coulomb systems] // *Usp. Fiz. Nauk.* Vol. 170. 2000. no. 8. pp. 831–854.
20. Landau L.D., Lifshits E.M. Quantum mechanics. Vol. 3. Oxford: Pergamon Press, 1965.
21. Friedel J. Transition metals. Electronic structure of the d-band. Its role in the crystalline and magnetic structures // *Physics of Metals. Vol 1 - Electrons.* / Ed. by J.M. Ziman. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1969. p. 340.
22. Bethe H. Quantenmechanik der Ein- und Zwei-Elektronenprobleme. Handbook of Physics, Bd. XXIV, Kap. 3, Julius Springer (Berlin), 1933. pp. 273-560.
23. Lewis C.L., Jackson G.P., Stephen K.D., Majidi V., King F.L. Spectral, spatial and temporal characterization of a millisecond pulsed glow discharge: copper analyte emission and ionization // *Spectrochimica Acta. Part B.* 2001. Vol. 56. pp. 481–501.
24. Spruch L. Pedagogic notes on Thomas-Fermi theory (and on some improvements): atoms, stars and the stability of bulk matter // *Rev. Mod. Phys.* 1991. Vol. 63. no. 1 pp. 151–209.
25. Landau L.D., Lifshits E.M. Classical mechanics. Vol. 1. Oxford: Pergamon Press, 1969.
26. Gaponov A.V., Miller M.A. O potentsial'nykh yamakh dlya zaryazhennykh chastits v vysokochastotnom elektromagnitnom pole [On the potential well for charged particles in a high-frequency electromagnetic field] // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* Vol. 34. 1958. no. 1. pp. 242–243.

ИНФОМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Калашников Евгений Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры вычислительной математики и методики преподавания информатики, Московский государственный областной университет;

e-mail: ekevkalashnikov1@gmail.com

Бугаев Алексей Алексеевич – доктор физико-математических наук, академик РАН, профессор Центра прикладных исследований, Олд Доминьон Университет;

e-mail: bugayev@jlab.org

Кантор Михаил Юльевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории физики высокотемпературной плазмы Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук;
e-mail: m.kantor@mail.ioffe.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Kalashnikov Evgenii Vladimirovich – doctor of physical and mathematical sciences, professor of the Department of Computational Mathematics and Methodology of Teaching Informatics at the Moscow State Regional University;
e-mail: ekevkalashnikov1@gmail.com

Bugayev Aleksei Alekseevich – doctor of physical and mathematical sciences, academician of the Russian Academy of Sciences, professor of the Applied Research Center at Old Dominion University;
e-mail: bugayev@jlab.org

Kantor Mikhail Yul'evich – candidate of physical and mathematical sciences, senior researcher of the Laboratory of High-Temperature Plasma Physics at the Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences;
e-mail: m.kantor@mail.ioffe.ru

БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ССЫЛКА

Калашников Е.В., Бугаев А.А., Кантор М.Ю., ВОСПРИИМЧИВОСТЬ. Определение состояний и свойств металлической системы в условиях пробоя сквозного порогового отверстия. (Часть 2) // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2016. № 2. С. 51–73.
DOI: 10.18384/2310-7251-2016-2-51-73.

BIBLIOGRAPHIC REFERENCE

E. Kalashnikov, A. Bugayev, M. Kantor SUSCEPTIBILITY. States and properties of metallic systems at a threshold breakdown of through holes under high-power laser action (part 2) // Bulletin of Moscow State Regional University. Series: Physics and Mathematics. 2016. no. 2. pp. 51–73.
DOI: 10.18384/2310-7251-2016-2-51-73.