

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин, К теории пробоя молекулярных газов лазерным излучением вблизи металлической поверхности,
Квантовая электроника, 1984, том 11, номер 11, 2221–2226

<https://www.mathnet.ru/qe6474>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

21 мая 2025 г., 01:55:48



В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин

К ТЕОРИИ ПРОБОЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Определена пороговая мощность лазерного излучения, при которой вблизи металлической поверхности в атмосфере молекулярного газа происходит «низкопороговый пробой». Предлагается рассматривать его как достаточно резко выраженный переход от состояния, в котором электроны в окружающем газе образуются за счет диффузии от нагретой поверхности, к состоянию, в котором основным источником электронов является объемная ионизация паров мишени. Проведено сопоставление с экспериментом.

В последнее время в ряде работ (см., напр., [1—4]) исследовался «низкопороговый» пробой молекулярных газов вблизи поверхности металлов под действием лазерного излучения. Если в первых работах [1, 2] образование плазмы изучалось при воздействии кратковременных импульсов ($\sim 10^{-6}$ с) с заметным испарением материала мишени, то в последующих [3, 4] длительность импульса составляла $\sim 10^{-3}$ с и тем самым моделировались условия квазистационарного облучения. При этом развитое испарение материала мишени отсутствовало, температура поверхности в фокусе луча не превосходила температур кипения или сублимации при данном давлении. При таких условиях пары мишени диффундируют в окружающий газ, не изменяя существенно полного давления. При достаточно большой длительности лазерного излучения вблизи поверхности образуется стационарная смесь окружающего газа и паров материала мишени.

Поглощение лазерного излучения приводит к разогреву смеси, росту ее ионизации, т. е. к образованию приповерхностной плазмы (ПП). Экспериментально установлено, что возникновение ПП имеет пороговый характер и для данной комбинации материал мишени — окружающий газ происходит при определенном соотношении температуры поверхности и интенсивности лазерного излучения [3, 4].

При теоретическом анализе условий возникновения ПП в отсутствие развитого испарения, как правило, предполагалось наличие ионизационного равновесия в смеси газ — пары мишени. Основное внимание уделялось балансу энергии различных компонентов ПП и определялись условия, когда этот нагрев становится особенно интенсивным.

В нашей работе [5] предположения об ионизационном равновесии не вводилось, рассматривалась ПП с неравновесной ионизацией. Более того, было показано, что переход к ионизационному равновесию сопровождается существенным увеличением ионизации и носит пороговый характер. Пороговые интенсивности лазерного излучения, в атмосфере атомарных газов соответствующие пробоя паров, определенные на этой основе, хорошо описывают экспериментальные зависимости [3].

В настоящей работе аналогичный подход используется для описания пробоя в молекулярных газах. Пороговая интенсивность определяется на основе критерия Ю. П. Райзера [6], описывающего переход от диффузионного режима к режиму с объемной ионизацией, обычного для теории пробоя газов.

Рассмотрим полубесконечную металлическую мишень, находящуюся слева от начала координат по оси X , на которую нормально падает лазерное излучение постоянной интенсивности S в атмосфере молекулярного газа постоянного давления p .

Поскольку при фокусировке излучения длиннофокусными линзами длина фокальной области значительно превосходит радиус пятна фокусировки, будем считать, что лазерное излучение вблизи мишени распространяется в цилиндре радиуса R , который и является измеряемым в экспериментах [4] радиусом пятна.

С мишени, нагретой в области фокуса до температуры T_W , и меньшей температуры кипения, испаряются пары металла, концентрация которых вблизи поверхности определяется выражением

$$n_M = AT_W^b \exp(-\lambda/T_W), \quad (1)$$

где постоянные A , b , λ для различных металлов приведены в справочнике [7].

Смесь паров и окружающего газа в процессе нагрева мишени можно считать квазистационарной, если выполняется ряд условий. Обсудим их. За время τ_+ нагрева мишени до температуры T_W пары мишени должны успеть продиффундировать на расстояние L порядка одного-двух диаметров луча, т. е. $\tau_D = L^2/4D < \tau_+$, где τ_D — время диффузии, D — коэффициент диффузии паров. За время τ_+ энергия лазерного излучения должна успеть перейти в поступательную энергию молекулярного газа. Для этого время передачи энергии от электронного к молекулярному газу τ_{e, N_2^*} и колебательно-поступательного обмена $\tau_{N_2^*, N_2}$ должны быть малы по сравнению с τ_+ и τ_D .

Для молекулярного азота в условиях эксперимента [3] при $p=1$ атм, $L \sim 0,4$ мм и $D \sim 10$ см²/с характерные времена задачи таковы: $\tau_+ \sim 5 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau_D \sim 4 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_{e, N_2^*} \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ с, $\tau_{N_2^*, N_2} \sim 10^{-5}$ с. Следовательно, условия квазистационарности состава смеси выполняются.

Благодаря высокой эффективности энергообмена между электронами и молекулами увеличение локальной температуры в области распространения лазерного излучения определяется энергией, поглощенной всеми электронами, находящимися в окрестности рассматриваемой точки:

$$Q = \varepsilon_E \nu n_e, \quad (2)$$

где ν — частота упругих столкновений электронов с молекулами; n_e — концентрация электронов;

$$\varepsilon_E = (2 - a) e^2 E^2 / m (\omega^2 + \nu^2) \quad (3)$$

— энергия, поглощаемая в единицу времени; ω — частота лазерного излучения; $E = (4\pi S/c)^{1/2}$ — напряженность электрического поля в лазерном луче; a — коэффициент поглощения лазерного излучения в металле; e — заряд электрона.

Запишем стационарные уравнения баланса числа электронов и энергии молекулярного газа:

$$\nabla(D_a \nabla n_e) + n_e n_M \beta - n_e^3 \alpha = 0, \quad (4)$$

$$\nabla(\kappa \nabla T) + Q = 0. \quad (5)$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; α , β — коэффициенты рекомбинации и ионизации атомов паров металла; κ — коэффициент теплопроводности молекулярного газа; T — его температура. Диффузию электронов можно считать амбиполярной, если дебаевский радиус, в который входит концентрация электронов, определяемая равновесной ионизацией паров при температуре поверхности, $r_D < R$. Это неравенство определяет минимально возможную температуру поверхности. При малой интенсивности лазерного излучения нагрев газа мал и в уравнении (4) доминирует диффузионный член (диффузионный режим). С ростом интенсивности лазерного излучения температура газа растет и благодаря чрезвычайно резкой зависимости скорости ионизации от температуры в узком диапазоне изменения последней происходит переход от диффузионного режима к режиму с объемной ионизацией. Диффузионный член в (4) становится малым, т. е.

$$n_e n_M \beta \gg \nabla(D_a \nabla n_e). \quad (6)$$

Концентрация электронов определяется из уравнения $n_e = (n_m \beta / \alpha)^{1/2}$. Последнее соотношение, если кинетика ионизации и рекомбинации определяется столкновениями с электронами, приводит к формуле Саха. Действительно, в этом случае $\beta / \alpha = K^{-1}$, где $K = h^3 \Sigma_a e^{-I/T} / (2\pi m T)^{3/2} 2 \Sigma_i$ — константа ионизационного равновесия; Σ_a , Σ_i — статистические суммы атома и иона паров металла; I — потенциал ионизации. Уравнение баланса тепла газа (5) совместно с неравенством (6) являются необходимым и достаточным условием перехода к объемной ионизации паров металла вблизи поверхности. Из (5) и (6) определяется интенсивность лазерного излучения, при которой такой переход происходит, причём в силу порогового характера перехода неравенство (6) можно заменить равенством.

Для определения частоты ионизации и частоты диффузионных потерь, входящих в (6), из решения уравнения (5) необходимо найти пространственные профили газа. Вдали от поверхности в уравнении (5) можно пренебречь продольными градиентами. Тогда переходя к безразмерной радиальной координате ρ , получаем

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \kappa \frac{\partial T}{\partial \rho} \right) = 2 \varepsilon_E \nu n_e R^2. \quad (7)$$

Найдем решение уравнения (7) при следующих граничных условиях:

$$\partial T / \partial \rho |_{\rho=0} = 0; \quad T |_{\rho=0} = T_*; \quad T |_{\rho=1} = T_1. \quad (8)$$

Уравнения типа (7) с источником тепла, экспоненциально зависящим от температуры, возникают в задачах теории горения [8], поэтому для получения приближенного решения (7) используем развитые там методы. Представим

$$n_e \approx n_e(T_*) e^{-\theta}, \quad \theta = I(T_* - T) / 2T_*^2. \quad (9)$$

Введем новую переменную $y = \ln \rho$ и безразмерную величину

$$\delta = \varepsilon_E \nu n_e R^2 I / T_*^2 \kappa, \quad (10)$$

характеризующую нагрев газа. Тогда для $\psi = \theta - 2y$ из (7) получим уравнение

$$\partial^2 \psi / \partial y^2 = \delta e^{-\psi}. \quad (11)$$

Уравнение (11) интегрируется и его симметричные решения, удовлетворяющие заданным граничным условиям, имеют вид

$$e^{\psi} = (1 + \rho^2 \delta / 8)^2. \quad (12)$$

Температуры T_1 и T_* при этом связаны соотношением

$$T_1 = T_* - 2T_*^2 \ln(1 + \delta/8) / I. \quad (13)$$

Для окончательного нахождения профиля температуры нужно решить внешнюю задачу, т. е. задачу об охлаждении цилиндра, находящегося в полупространстве $x \geq 0$. При последовательном решении этой задачи необходимо учитывать реальное распределение паров металла в пространстве, конвекцию, а также взаимодействие газа с неоднородно прогретой мишенью. Ограничимся приближенным решением внешней задачи. Для этого воспользуемся интерполяционной формулой, совпадающей на малых расстояниях с решением цилиндрической задачи теплопроводности, а на больших — со сферической

$$T(\rho) = A + B \ln(\eta + 1/\rho). \quad (14)$$

Параметр η^{-1} определяет порядок характерного размера неоднородности вдоль оси цилиндра, связанного с расходимостью лазерного луча или с конечностью размера облака металла. В окончательные выражения входит $\ln \eta$, что позволяет использовать оценочные значения η . Константы A и B

определяются из условий $T|_{\rho=1} = T_1$; $T|_{\rho \rightarrow \infty} = T_0$. Сшивая решения (14) и (12) при $\rho=1$, находим уравнение для температуры на поверхности цилиндра. Исключив ее из соотношения (13), получим

$$\delta = 8 \left[1 - \frac{T_0}{T_*} - \frac{4T_* \ln(1 + \delta/8)}{I} \right] / \left[\frac{8T_* \ln(1/\eta)}{I} - 1 + \frac{T_0}{T_*} + \frac{4T_* \ln(1 + \delta/8)}{I} \right]. \quad (15)$$

Формула (15) связывает δ , T_* , T_0 . Видно, что в эту связь параметр η входит под знаком логарифма, чем оправдывается приближенный характер решения задачи теплопроводности во внешней области.

Определим диффузионные потери, используя связь градиентов n_e и T , а также найденный профиль температур (12):

$$\nabla(D_a \nabla n_e) = D_a n_e / R_d^2; \quad R_d^2 / R^2 = \delta^{-1}. \quad (16)$$

При выводе (16) предполагалось, что D_a не зависит от температуры. Приравняв частоту ионизации паров металла частоте диффузионных потерь, получаем искомый критерий «низкопорогового пробоя»:

$$\beta n_m = D_a / R_d^2 = D_a \delta / R^2. \quad (17)$$

Уравнения (15) и (17) содержат два неизвестных T_* и δ , а их решение позволяет с помощью (10) определить пороговую интенсивность лазерного излучения S как функцию температуры поверхности, входящей в n_m в соответствии с (1), сорта металла, сорта газа, давления и радиуса пятна фокусировки.

При решении системы уравнений (15) и (17) частота упругих соударений электронов с молекулами азота ν вычислялась по обычному соотношению $\nu = n \nu \sigma$. Сечение σ в рассматриваемом диапазоне температур можно считать постоянным и равным $1,5 \cdot 10^{-15}$ см². Теплопроводность азота бралась из [9] и менялась в рассматриваемом диапазоне температур от 1,5 до 20 мВт/см·К. Коэффициент амбиполярной диффузии выражался в см²/В·с через подвижность ионов паров металла в азоте [10]:

$$K = 36 / (11,7 \cdot \mu)^{1/2}, \quad (18)$$

где μ — приведенная масса иона металла и молекулы азота в единицах протонной массы. Подвижность K слабо зависит от сорта металла. Уровень температур, реализуемых при лазерном пробое таких, что преобладает ступенчатая ионизация паров металлов, поэтому для коэффициента ионизации β воспользуемся соотношением [11]

$$\beta = 1,73 \cdot 10^{-7} (2 \Sigma_i / \Sigma_a) \bar{\Lambda} (Ry/T)^3 e^{-I/T} \text{ см}^3/\text{с}, \quad (19)$$

где Σ_i , Σ_a — статистическая сумма остаточного иона и статистический вес основного состояния атома металла; $\bar{\Lambda} = 0,2$ — среднее значение кулоновского логарифма для связанных состояний; $Ry = 13,6$ эВ. В дальнейшем система трансцендентных уравнений (15) и (17) решалась численно при $T_0 = 300$ К, $\eta = 0,1 - 0,5$.

Рассчитанная пробойная мощность W представлена на рис. 1 вместе с экспериментальными W из [4]. Как видно, имеет место удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментом по зависимости W от температуры поверхности металла. Соответствующей эксперименту является также зависимость W от сорта металла мишени. Эта корреляция, как и в [5], определяется величиной $\lambda/T_w + I/T_*$, что подтверждает предложенную концепцию «низкопорогового пробоя» и для молекулярных газов. Все расчеты выполнялись для $R = 150$ мкм (в [4] R менялось в пределах 125—175 мкм).

В экспериментах [4] отмечалось, что зависимость пробойной мощности W от давления в молекулярных газах существенно отличается от случая атомарных газов. Если для атомарных газов наблюдалось $W \sim 1/p$, то

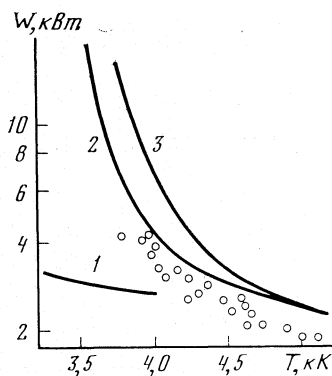


Рис. 1. Зависимость пробойной мощности от температуры поверхности. Сплошные кривые — расчет при $p=1$ атм, $R=150$ мкм: для Nb и Mo (1), Ta (2) и W (3); точки — эксперимент [4] для Ta

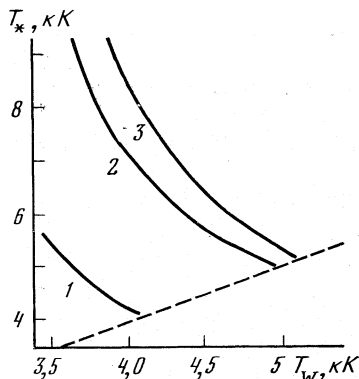


Рис. 2. Температура газа на оси луча в момент пробоя T_* в зависимости от температуры поверхности для Nb и Mo (1), Ta (2) и W (3); пунктир — $T_* = T_w$

для молекулярных газов $W \sim 1/\sqrt{p}$. В предложенной теории также наблюдается ослабление зависимости W от давления. Изменение характера зависимости пробойной мощности от давления объясняется сменой характера теплопроводности — электронной для атомарных газов [3] и молекулярной для [4]. Из соотношений (17), (10) следует, что $SR^2 \sim \beta n_m \kappa / D_a \nu$. Произведение $D_a \nu$ не зависит от давления, следовательно, зависимость S от давления определяется зависимостью от давления κ . Для молекулярных газов, где нет отрыва температуры электронов от температуры газа, κ — теплопроводность газа, и от давления не зависит. В атомарных газах температура электронов выше температуры газа, теплопроводность становится электронной и $\kappa \sim p^{-1}$.

Зависимость пробойной мощности W от R меняется при различных T_w . Если при малых T_w (например, для Ta при $T_w \lesssim 4$ кК) зависимость от R практически отсутствует, то с ростом T_w она увеличивается и приближается при $T_w \sim 5$ кК к зависимости $W \sim R$. В связи с этим обсудим характерные значения температуры на оси T_* , реализуемые в рассматриваемых условиях. На рис. 2 представлена зависимость $T_*(T_w)$ для Ta. Видно, что при высоких температурах поверхности $T_* \rightarrow T_w$. В этом случае перегрев буферного газа отсутствует и, следовательно, для поддержания ионизационного равновесия оказывается достаточным прогрева газа поверхностью металла. При пересечении кривых на рис. 2 на наш взгляд происходит смена механизмов пробоя. Справа от точки пересечения необходимо привлечение теории теплового взрыва [12], что и приводит к изменению зависимости $W(R)$.

1. А. И. Барчуков, А. Ф. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 965 (1974).
2. М. И. Арзуов, А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров. *Квантовая электроника*, **2**, 963 (1975).
3. Е. Р. Даньшиков, В. А. Дымшаков, Ф. В. Лебедев, А. В. Рязанов. *Квантовая электроника*, **9**, 99 (1982).
4. Е. Р. Даньшиков, В. А. Дымшаков, Ф. В. Лебедев, А. В. Рязанов. *Квантовая электроника*, **9**, 106 (1982); Препринт ИАЭ 3524/7. М., 1982.
5. В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин. *Письма в ЖТФ*, **9**, 1157 (1983).
6. Ю. П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов*. — М.: Наука, 1974.

7. К. Дж. Ситлз. *Металлы*. — М.: Металлургия, 1980.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*. — М.: Наука, 1967.
9. M. Capitelli, R. S. Devoto. *Phys. Fluids*, **16**, 1835 (1973).
10. Б. М. Смирнов. *Ионы и возбужденные атомы*. — М.: Атомиздат, 1973.
11. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*. — М.: Наука, 1982.
12. А. А. Веденов, Г. Г. Глушу, А. Н. Явохин. *Квантовая электроника*, **8**, 1485 (1981).

Институт высоких температур АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
8 декабря 1983 г.

V. S. V o g o b ' e v, A. L. K h o m k i n. **On the Theory of Breakdown in Molecular Gases by the Laser Radiation in the Vicinity of the Metal Surface.**

The threshold power of the laser radiation is determined at which a «low-threshold breakdown» occurs in the molecular gas atmosphere in the vicinity of the metal surface. It is suggested that this effect be considered as a sufficiently pronounced transition from a state in which electrons in the surrounding gas are formed due to diffusion from the heated surface to a state in which the volume ionization of the target vapor becomes the main source of the electrons. A comparison with the experiment is made.