

**ПРОСТАЯ ТЕОРИЯ ПРОБОЯ ОДНОАТОМНЫХ НЕ ЛЕГКИХ
ГАЗОВ В ПОЛЯХ ЛЮБЫХ ЧАСТОТ,
ОТ НИЗКИХ ДО ОПТИЧЕСКИХ**

А. И. Выскребенцев, Ю. П. Райзер

(Москва)

Выведены простые, компактные и универсальные формулы для оценок частот ионизации и пороговых полей пробоя в одноатомных, не слишком легких газах. Формулы имеют большую область применимости, будучи справедливыми для полей любых частот: постоянного поля, высокочастотного, сверхвысокочастотного (СВЧ), оптических (т. е. для описания лазерного пробоя), любых давлений, длительностей действия поля, размеров. Формула для порога пробоя обеспечивает разумное согласие с экспериментом и может быть полезной для оценок в случаях, когда отсутствуют экспериментальные данные.

Лавинной теории пробоя газов излучениями оптического диапазона, ее формулировке, решению уравнений, выяснению отдельных физических деталей, уточнению математических положений, расчетам пороговых полей посвящен ряд работ [1-13] (см. также обзоры по лазерной искре [14-15]). В статье [1] в основу теории было положено квантовое кинетическое уравнение для функции распределения электронов по энергиям и было показано, что, если энергия фотона невелика по сравнению с характерной энергией электронов, квантовое уравнение с достаточной точностью сводится к классическому, которым, в частности, описывается пробой СВЧ излучением. Теория СВЧ пробоя подробно излагается в книге [16], и в ряде случаев дает хорошее согласие с опытом. Однако расчеты, как правило, весьма сложны и малодоступны для наглядной физической интерпретации эффектов.

В этой статье предложена простая приближенная теория лавинного пробоя. Полученные формулы хорошо демонстрируют основные физические особенности развития электронной лавины в электромагнитных полях и закономерности пробоя и позволяют делать быстрые оценки.

В основу излагаемого здесь решения задачи положены представления и приближения работы [1], вернее усовершенствованный вариант теории [1], результаты которого были приведены без вывода в кратком сообщении [17] для объяснения приводимых там экспериментальных результатов по пробоям газов изучением лазера на CO_2 . Однако по сравнению с расчетом [17] данный расчет содержит существенное уточнение.

1. Формулировка задачи и упрощения. Руководствуясь аргументацией [1] о возможности описания оптического пробоя на основе классического уравнения, будем исходить из уравнения для функции распределения электронов по энергиям $n(\varepsilon, t)$, которое запишем в форме [1].

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial \varepsilon} + Q, \quad j = -D \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} + nu - nu_s \quad (1.1)$$

$$D = 2u\varepsilon = A\varepsilon, \quad A = \frac{2}{3} \frac{e^2 E^2}{m} \frac{v_{\pi\pi}}{\omega^2 + v_m^2}, \quad u_s = 2 \frac{m}{M} \varepsilon v_m \quad (1.2)$$

Здесь j — «поток» электронов по оси энергии ϵ , D — соответствующий коэффициент «диффузии», u — скорость «сноса», E — среднеквадратичное электрическое поле электромагнитной волны $E = E_0 / \sqrt{2}$, где E_0 — амплитуда, ω — частота поля, ν_m — эффективная частота упругих столкновений электронов с атомами, u_s — «скорость», определяемая упругими потерями, m и M — массы электронов и атомов, Q включает в себя члены, описывающие неупругие столкновения, рождение электронов и потери, связанные с диффузионным уходом электронов из области действия поля.

Функция распределения нормирована на плотность электронов

$$\int_0^{\infty} n(\epsilon, t) d\epsilon = N_e(t) \quad (1.3)$$

В общем виде задача очень сложна, поэтому ограничим круг рассматриваемых условий и введем некоторые упрощения.

1. Рассматриваем только одноатомные газы, чтобы не учитывать возбуждение молекулярных колебаний и возбуждение низко расположенных электронных уровней.

2. Рассматриваем не слишком легкие газы, чтобы пренебречь упругими потерями энергии электронов.

3. Сечения возбуждения и ионизации атомов $\sigma^*(\epsilon)$, $\sigma_i(\epsilon)$ растут от нуля у соответствующих потенциалов I^* , I при увеличении энергии электрона ϵ . Введем величины I_1^* , I_1 , немного (примерно на 1 эВ) превышающие I^* , I . Пренебрегаем соответствующими столкновениями при $\epsilon < I_1^*$, I_1 , а частоту возбуждающих столкновений в интервале $I_1^* < \epsilon < I_1$ $\nu^* = N_a \nu^* \sigma^*$ считаем постоянной (N_a — плотность атомов, ν^* , σ^* — некоторые средние для данного интервала скорость электрона и сечение возбуждения).

4. Полагаем, что электроны, достигшие энергии I_1 , мгновенно испытывают неупругое столкновение, с вероятностью β ионизуя атом и с вероятностью $1 - \beta$ возбуждая его.

5. Считаем, что электроны, испытавшие неупругое столкновение, а также электроны, выбитые из атомов в результате ионизации, на самом деле обладающие некоторой небольшой энергией, появляются с «нулевой» энергией.

6. Считаем постоянными частоту упругих столкновений ν_m и характерное время для диффузионного ухода электронов из области действия поля τ_d . Частота диффузионных уходов равна $\nu_d = \tau_d^{-1} = D / \Lambda^2$, где D — коэффициент свободной диффузии электронов в обычном пространстве, Λ — диффузионная длина порядка характерных размеров области¹.

В сделанных приближениях уравнение (1.1) приобретает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial j}{\partial \epsilon} - \delta \nu^* n - \nu_d n, \quad j = - D \frac{\partial n}{\partial \epsilon} + nu \quad (1.4)$$

$$\delta(\epsilon) = \begin{cases} 0 & \text{при } \epsilon < I_1^* \\ 1 & \text{при } I_1^* < \epsilon < I_1 \end{cases} \quad (1.5)$$

Действие неупругих столкновений при $\epsilon > I_1$ и источники электронов в области малых энергий заменяются соответствующими граничными условиями. При $\epsilon = I_1$ имеется «сток» бесконечной мощности, следовательно

$$n = 0 \text{ при } \epsilon = I_1 \quad (1.6)$$

¹ Для цилиндра диаметра d и высоты L $1/\Lambda^2 = (\pi/d)^2 + (2.4/L)^2$, для сферы $\Lambda = d/2\pi$.

По определению $j(\epsilon, t)$ — это число электронов в 1 см^3 , которые проходят в 1 сек через точку ϵ на оси энергии, «стока» при $\epsilon = I_1$ в 1 сек достигают $j_1 = j(I_1, t)$ электронов, они немедленно теряют энергию до «нуля», а доля $j_1\beta$ из них при этом еще удваивается. Кроме того, с нулевой энергией рождаются электроны, которые испытали неупругое столкновение в области энергий $I_1^* < \epsilon < I_1$. Таким образом, скорость рождений или поток $j_0 = j(0, t)$ равны

$$j_0 = j_1(1 - \beta) + 2j_1\beta + v^* \int_{I_1^*}^{I_1} nd\epsilon \quad (1.7)$$

Это и есть второе граничное условие.

На границе областей при $\epsilon = I_1^*$, где по формуле (1.5) разрывна функция $\delta(\epsilon)$, непрерывны n и j , т. е. $\partial n / \partial \epsilon$.

Средняя по всему спектру частота ионизаций

$$\nu_i = \frac{1}{N_e} \int_0^{\infty} n\nu\delta_i(\epsilon) d\epsilon \quad (1.8)$$

в данном приближении определяется равенством $\nu_i N_e = j_1\beta$. Если проинтегрировать по всему спектру уравнение (1.4) с учетом последнего равенства, (1.6) и (1.7), получим феноменологическое уравнение кинетики

$$dN_e/dt = \nu_i N_e - \nu_d N_e = N_e / \Theta, \quad 1 / \Theta = \nu_i - \nu_d \quad (1.9)$$

В поле постоянной амплитуды очень скоро устанавливается стационарный спектр, и из (1.9) ясно, что решение уравнения (1.4) следует искать в виде

$$n(\epsilon, t) = n(\epsilon) \exp(t / \Theta)$$

где Θ — пока неизвестная постоянная времени лавины, которая связана равенством (1.9) с также неизвестной пока частотой ионизаций ν_i .

Функция $n(\epsilon)$ удовлетворяет уравнению

$$(\nu_i + \delta\nu^*)n + \frac{dj}{d\epsilon} = 0, \quad j = -D \frac{dn}{d\epsilon} + nu \quad (1.10)$$

и граничным условиям (1.6), (1.7). Поскольку уравнение однородное, одно граничное условие — «лишнее», и это дает возможность определить функции $\nu_i(E)$ и $\Theta(E)$.

Будем называть «пробоем» появление в газе за время t_1 действия электромагнитного импульса N_1 электронов при начальных (затравочных) N_0 . Тогда, очевидно, пороговое поле E определится из уравнения

$$1 / \Theta(E) = \nu_i(E) - \nu_d = t_1^{-1} \ln N_1 / N_0 \quad (1.11)$$

В случае достаточно длительных импульсов ($t_1 \rightarrow \infty$) получаем «стационарный» критерий пробоя

$$\nu_i = \nu_d \quad (\Theta = \infty)$$

2. Решение уравнений и частота ионизаций. Сформулированная система (1.10), (1.6), (1.7) решается точно. Общее решение (1.10) имеет вид

$$n = C_1 \exp[2\sqrt{(\nu_i + \delta\nu^*)\epsilon/A}] + C_2 \exp[-2\sqrt{(\nu_i + \delta\nu^*)\epsilon/A}] \quad (2.1)$$

Подчиняя его граничным условиям, получим систему четырех линейных уравнений для четырех постоянных интегрирования $C_{1,2}$ (в двух

областях). Равенство нулю детерминанта этой системы дает трансцендентное уравнение для неизвестной ν_i .

Опуская простые, но довольно длинные выкладки, приведем это уравнение в окончательной безразмерной форме

$$e^{(a-1)y} \left(\operatorname{ch} \frac{y}{z} + z \operatorname{sh} \frac{y}{z} \right) - e^{-(a-1)y} \left(\operatorname{ch} \frac{y}{z} - z \operatorname{sh} \frac{y}{z} \right) = 2a(1 + \beta)y + 2(1 - z^{-2}) \{ y \operatorname{ch} [(a-1)y] + \operatorname{sh} [(a-1)y] - ay \} \quad (2.2)$$

где введены следующие обозначения:

$$y = 2 \sqrt{(\nu_i + \nu^*) I_1^* / A} = a^{-1} \sqrt{6(\nu_i + \nu^*) / \nu_E} \\ z = \sqrt{(\nu_i + \nu^*) / \nu_i} = \sqrt{1 + \nu^* / \nu_i}, \quad a = \sqrt{I_1 / I_1^*}, \quad \nu_E = 3A / 2I_1 \quad (2.3)$$

Величина $\nu_E = 1 / \tau_E$ представляет собой «частоту наборов энергии», ибо τ_E — это время, которое по элементарной теории требуется для того, чтобы электрон в поле приобрел энергию I_1 , достаточную для размножения. Напоминаем, что по элементарной теории $d\varepsilon / dt = 3A / 2$.

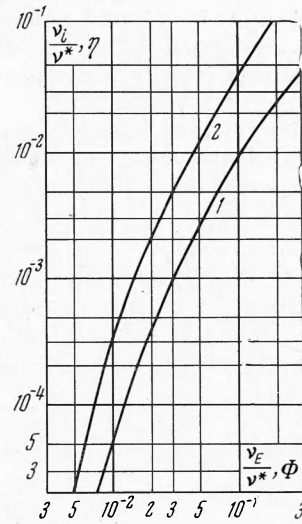
Численно

$$\nu_E = \frac{1.75 \cdot 10^{15} E^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \frac{\nu_m}{I_1} = \frac{6.34 \cdot 10^{17} S}{\omega^2 + \nu_m^2} \frac{\nu_m}{I_1} \quad (2.4)$$

где $S = cE^2 / 4\pi$ — плотность потока энергии в электромагнитной волне, E в v/cm , I_1 в эв, ω , ν_m в $сек^{-1}$, S в $вт/cm^2$.

Уравнение (2.2) вместе с формулами (2.3) определяет безразмерную зависимость ν_i / ν^* от ν_E / ν^* , содержащую два параметра — a и β . Параметр a практически одинаков для большинства одноатомных газов, его можно принять равным 1.2. Рассмотрение сечений возбуждения и ионизации большинства атомов показывает, что β также можно считать одинаковым и принять $\beta = 0.2$. Здесь следует, однако, отметить одно существенное обстоятельство. Электроны с энергиями в интервале между потенциалами возбуждения и ионизации в основном возбуждают нижние возбужденные уровни, и это ведет к потерям энергии электронов (во всяком случае на частоте неодимового лазера и более низких). Электроны с энергиями $\varepsilon > I_1$ в значительной степени возбуждают верхние состояния. При пробое газов излучениями рубинового и неодимового лазеров ($\hbar\omega = 1.78$ и 1.17 эв) эти состояния быстро ионизируются в результате одно- или двухквантового фотоэффекта, так что возбуждение верхних состояний так же, как и ионизация электронным ударом, приводит к быстрому размножению. Поэтому в этих случаях можно принять $\beta = 1$.

Таким образом, уравнения (2.2), (2.3) дают две универсальные безразмерные функции — $\nu_i / \nu^* = F(\nu_E / \nu^*)$ для $\beta = 0.2$ (пробой в постоянном поле, на высоких, сверхвысоких частотах, длинноволновым инфракрасным излучением лазера на CO_2 , $\lambda = 10.6$ мк, $\hbar\omega = 0.124$ эв) и $\beta = 1$ (световые частоты). Эти функции — безразмерные частоты ионизации — изображены на фиг. 1 (ось ординат) в зависимости от безразмерной частоты наборов энергии, которая одновременно служит без-



Фиг. 1

размерной функцией, определяющей пороговое для пробоя поле; кривая $I - \beta = 0.2$, $2 - \beta = 1$.

В двух предельных случаях решения имеют простую форму, допускающую наглядную физическую интерпретацию. Если потери на возбуждение малы, $v^* \ll v_E$, $z \rightarrow 1$, уравнение (2.2) с $\beta = 1$ превращается в равенство $\text{sh } ay = 2 ay$, откуда $ay = 2.18$ и $v_i = 0.8 v_E$. Частота ионизаций практически совпадает с частотой наборов энергии, что и естественно. Этому случаю, в частности, соответствует режим, в котором любые возбужденные атомы быстро ионизируются под действием излучения (при этом I следует заметить на I^*). Так, возможно, происходит при пробое газов излучением рубинового лазера (см. [1, 7, 12, 14]).

Если потери на возбуждение значительны

$$v^* \gg v_E, \quad y \gg 1, \quad v_i \ll v_E, \quad z \gg 1, \quad y/z \approx a^{-1} \sqrt{6v_i/v_E} \ll 1$$

уравнение (13) имеет асимптотическое решение

$$z^2 \approx y^2 \exp [(a - 1) y] / 12 a \beta$$

откуда

$$v_i = v_E \alpha \beta a^2, \quad \alpha = 2a \exp \left(- \frac{a-1}{a} \sqrt{6v^*/v_E} \right) \quad (2.5)$$

Легко проверить, что величина α представляет собой в этом случае отношение потоков $j(I_1) / j(I_1^*)$, т.е. не что иное как вероятность электрона «проскочить» «опасную» энергетическую зону $I_1^* < \epsilon < I_1$ и достичь энергии I_1 , когда он имеет шанс произвести размножение.

Таким образом, с точностью до коэффициента $a^2 \sim 1$ частота ионизаций, как и следовало ожидать, определяется частотой наборов и вероятностями электрона добраться до энергии I_1 , α и совершить после этого ионизацию β . Электрон совершает $k = 1 / \alpha \beta$ циклов движения по энергетической оси, набирая и теряя энергию, прежде чем произведет размножение, и соответственно в k раз возрастает время, необходимое для рождения нового поколения.

3. Пороговые поля. Обозначим через Φ функцию, обратную функции F , определяющей безразмерную частоту ионизаций. Имеем

$$v_E / v^* = \Phi(v_i / v^*)$$

Очевидно функция $\Phi(\eta)$ дается тем же графиком фиг. 1, если аргументом η считать цифры, отложенные по оси ординат на фиг. 1, а функцией Φ — цифры на оси абсцисс. Представим общее условие пробоя (1.11) в виде

$$v_i = v_d + v_i^* \quad (v_t = t_1^{-1} \ln N_1 / N_0)$$

тогда пороговое поле определяется из равенства

$$v_E / v^* = \Phi[(v_d + v_i) / v^*]$$

которое после подстановки выражения для v_E дает

$$E^2 = \frac{I_1 m (\omega^2 + v_m^2)}{e^2} \frac{v^*}{v_m} \Phi(\eta), \quad \eta = \frac{v_d + v_t}{v^*} \quad (3.1)$$

Как показывают оценки, в качестве средней энергии $\bar{\epsilon}$ в выражении для среднего по спектру коэффициента пространственной диффузии

$$D = \langle v^2 / 3 v_m(v) \rangle = 2\bar{\epsilon} / 3 m v_m^*$$

можно взять половину потенциала возбуждения атомов: $\bar{\epsilon} \approx I^* / 2$.

Таким образом, для расчета порогового поля для пробоя разных газов при разных частотах, давлениях, размерах имеем весьма компактную численную формулу

$$E^2 = 5.7 \cdot 10^{-16} I_1 (\omega^2 + \nu_m^2) \frac{\nu^*}{\nu_m} \Phi(\eta) \quad (3.2)$$

$$\eta = (\nu_d + \nu_t) / \nu^*, \quad \nu_d = 5.8 \cdot 10^{14} I^* / \nu_m \Lambda^2$$

Здесь и далее E в в/см , I_1 в эв , ω , ν в сек^{-1} , Λ в см , причем функция $\Phi(\eta)$ дается фиг. 1.

Большой круг приложений имеет случай «стационарного» пробоя, когда $\nu_t \ll \nu_d$ и $\nu_i \approx \nu_d$. Сюда относятся почти все встречающиеся на практике случаи пробоя постоянным полем, высокочастотным, СВЧ, инфракрасным излучением лазера на CO_2 . В этом случае справедливы предельные законы подобия. Можно установить также асимптотические аналитические выражения для E . При низких давлениях p или же больших частотах $\omega^2 \gg \nu_m^2$ и когда преобладают диффузионные потери

$$a \approx 1, \quad \eta = \nu_d / \nu^* \sim 1 / p^2 \rightarrow \infty, \quad \Phi \approx \eta / \beta$$

из (3.2) получаем

$$E \approx \sqrt{\frac{I_1 I^*}{3\beta}} \frac{\omega}{\nu_m \Lambda} \sim \frac{\omega}{p \Lambda} \quad (3.3)$$

т. е. E / ω есть функция $p \Lambda$.

При высоких давлениях или же на низких частотах (в частности, в постоянном поле) для Φ получается асимптотическое уравнение

$$\Phi = 6 \left(\frac{a-1}{a} \right)^2 [\ln(2a^3 \beta \Phi / \eta)]^{-2}$$

и в данном случае ($p \rightarrow \infty$, $\eta \rightarrow 0$) получаем

$$E = \frac{5.8 \cdot 10^{-8} \sqrt{I_1 \nu_m \nu^*} (1 - \sqrt{I_1^* / I_1})}{\ln(2a^3 \beta \Phi / \eta)} \quad (3.4)$$

где Φ под знаком логарифма можно считать константой. Отсюда видно, что «напряжение» пробоя $E \Lambda$ является функцией $p \Lambda$ (вспомним известные кривые Пашена) и что асимптотическая зависимость порога от давления при $p \rightarrow \infty$ имеет вид

$$E \sim p / [\text{const} + \ln(p \Lambda)]$$

т. е. пороговое поле растет чуть медленнее, чем p , и лишь логарифмически зависит от размеров.

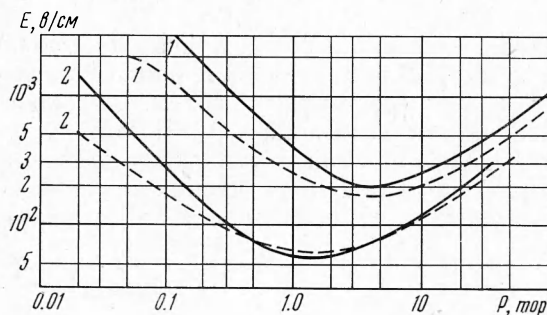
4. Сравнение с экспериментом. В качестве иллюстрации рассчитаем по формуле (3.2) пороги для пробоя аргона и ксенона в разных частотных диапазонах¹. Примем для аргона $\nu_m = 7 \cdot 10^9 p$, $\nu^* = 2.6 \cdot 10^8 p$ (по данным, приведенным в [16]), $I_1 = 16.8 \text{ эв}$, $I^* = 11.5 \text{ эв}$; для ксенона $\nu_m = 1.5 \cdot 10^{10} p$, $\nu^* = 4 \cdot 10^8 p$ (последнее выбрано на основе данных [13]), $I_1 = 13.1 \text{ эв}$, $I^* = 8.4 \text{ эв}$, здесь p в тор.

На фиг. 2 представлены пороговые поля для СВЧ пробоя аргона. Сплошные кривые — расчет, пунктирные — эксперимент. Экспериментальные данные взяты из [16]. Кривая 1 — частота поля 2.8 Мгц ($\omega = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ рад/сек}$), $\Lambda = 0.15 \text{ см}$; 2 — частота 0.99 Ггц ($\omega = 6.2 \cdot 10^9 \text{ рад/сек}$), $\Lambda = 0.63 \text{ мм}$. Расчеты для аргона в [16] нет. На фиг. 3 даны пороговые

¹ Упругие потери в аргоне невелики, а в ксеноне — вообще ничтожны.

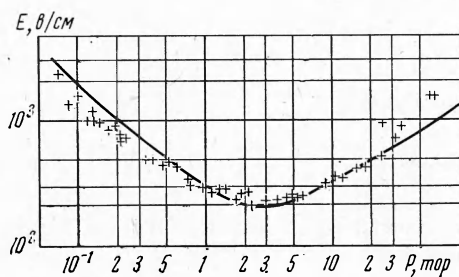
поля для СВЧ — пробоя ксенона. Экспериментальные данные взяты из [16]. Частота поля 2.8 Гц, $\Lambda = 0.10$ см. Сплошная кривая расчет. Расчет для ксенона в [16] нет.

На фиг. 4 даны пороговые поля для пробоя аргона и ксенона излучением лазера на CO_2 ($\lambda = 10.6$ мк, $\omega = 1.99 \cdot 10^{14}$ рад/сек). Экспериментальные данные взяты из [17], длительность импульса $t_1 \sim 1$ мксек, радиус фокуса $4 \cdot 10^{-3}$ см; черные кубики — аргон, светлые — ксенон. Верхняя кривая — расчет для аргона, нижняя — для ксенона. На фиг. 5 представлены по-

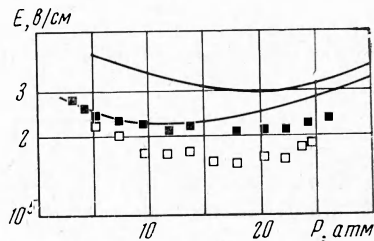


Фиг. 2

роговые поля для пробоя аргона неодимовым лазером. Экспериментальные точки взяты из [19]. Длительность импульса $t_1 = 50$ нсек, $\Lambda = 1.64 \cdot 10^{-3}$ см. Сплошная кривая — расчет. На фиг. 6 даны пороговые плотности потока фотонов для пробоя ксенона неодимовым лазером. Экспериментальные



Фиг. 3



Фиг. 4

точки взяты из [20]. Длительность импульса 35 нсек, радиус фокуса $4.5 \cdot 10^{-3}$ см. Сплошная кривая — расчет.

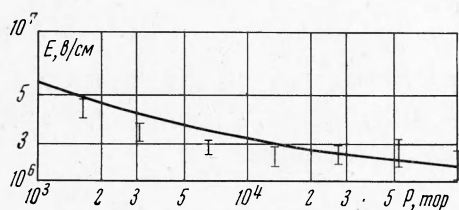
Кроме того, на основе полученной выше общей формулы для частоты ионизации ν_i вычислен первый ионизационный коэффициент Таунсенда для постоянного поля $\alpha_i = \nu_i / \mu E$, где $\mu = e / m \nu_m$ — подвижность. Асимптотическое (при больших давлениях и малых E/p) выражение для α_i на основе (2.5) есть

$$\alpha_i = A_i E e^{-Bp/E}, \quad A_i = 2a^3 \beta / I_1$$

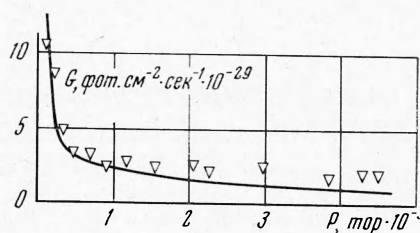
$$B = \frac{a-1}{a} \sqrt{\frac{6I_1 m \nu_m \nu^*}{e^2 p^2}} = 5.8 \cdot 10^{-8} \frac{a-1}{a} \sqrt{I_1 \frac{\nu_m}{p} \frac{\nu^*}{p}} \quad (3.5)$$

где A_i — парионов/е, B — в в/см·тор. Для аргона с теми же константами $B = 53$, $A_i = 0.04$. Если же аппроксимировать функцией (3.5) экспериментальную кривую (график 4.49 в [21]), получим $B = 31$, $A_i = 0.01$. Для ксенона согласие еще лучше: $B = 85$, $A_i = 0.05$ по расчету, $B = 85$, $A_i = 0.1$ по эксперименту.

Таким образом, изложенная выше приближенная теория, которая привела к очень простой и универсальной формуле (3.2) для порога пробоя, дает разумное для сделанных приближений согласие с эксперимен-



Фиг. 5



Фиг. 6

том в любых частотных диапазонах, от постоянного поля и до оптического и в широких интервалах давлений, наглядно демонстрируя характерные закономерности явления.

Поступила 3 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. О лавинной ионизации газа под действием светового импульса. ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 3.
2. Рюттов Д. Д. Теория пробоя благородных газов на оптических частотах. ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 6.
3. Wright J. K. Theory of the electric breakdown of gases by intense pulses of light. Proc. Phys. Soc., 1964, vol. 84, No. 1.
4. Аскарьян Г. А., Рабинович М. С. Лавинная ионизация среды под действием вспышки интенсивного света. ЖЭТФ, 1965, т. 48, № 1.
5. Gowne P. F. Mechanism of gas breakdown by lasers. Proc. Phys. Soc., 1965, vol. 86, No. 6.
6. Tozer R. R. Theory of the ionization of gases by laser beam. Phys. Rev., 1965, vol. 137, No. 6A.
7. Фелпс А. В. Теория роста ионизации во время пробоя, возникающего в газе при фокусировке в нем лазерного луча. Сб. перев. «Действие лазерного излучения», М., «Мир», 1968.
8. Барынин В. А., Хохлов Р. В. К вопросу о механизме светового пробоя в газе. ЖЭТФ, 1966, т. 50, № 2.
9. Грутман М. Л., Миникаева Р. М., Мицук В. Е., Черников В. А. Световой пробой паров ртути. Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 9.
10. Young M., Herscher Y. Dynamics of laser-induced breakdown in gases. J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, No. 11.
11. Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Крохин О. Н. Лавинная ионизация газа мощным ультракоротким импульсом света. ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 1.
12. Сапачан Г. Н., Nielsen P. E., Roskwood S. D. Breakdown of deuterium with a ruby laser. Proc. IEEE, 1971, vol. 59, No. 1.
13. Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Полуэктов И. А. Оптический пробой молекулярных газов. Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, вып. 1.
14. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. Усп. физ. н., 1965, т. 87 № 1.
15. De-Michelis C. Laser induced gas breakdown. A bibliographical review. J. Quant. Electronics, 1969, QE-5, p. 188.
16. Макдоналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М., «Мир», 1969.
17. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. П., Масюков В. А., Райзер Ю. П. Пробой газов под действием длинноволнового инфракрасного излучения лазера на CO_2 . Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 7.
18. Dixon A. Y., von Engel A. Total inelastic cross section for slow electrons in xenon. Internat. J. Electronics, 1968, vol. 25, No. 3, p. 233.
19. Хот А. Ф., Мейеранд Р. Г., Смит Д. С. Пробой в газах под действием светового излучения. Сб. перев. «Действие лазерного излучения». М., «Мир», 1968.
20. Bergquist T., Klemm B. Breakdown in gases by 10600 Å laser radiation Arkiv Fysik, 1966, vol. 31, No. 2.
21. Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.