

04:09;12

## Пробой воздуха в нарастающем СВЧ поле

© В.С. Барашенков,<sup>1</sup> Л.П. Грачев,<sup>2</sup> И.И. Есаков,<sup>2</sup> Б.Ф. Костенко,<sup>1</sup> К.В. Ходатаев,<sup>1</sup> М.З. Юрьев

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований,  
141980 Дубна, Московская область, Россия

<sup>2</sup> Московский радиотехнический институт РАН,  
113519 Москва, Россия  
E-mail: esakov@dataforce.net

(Поступило в Редакцию 25 октября 1999 г.)

Исследован безэлектродный пробой воздуха высокого давления в фокусе стоячей волны высокочастотного квазиоптического двухзеркального резонатора, питаемого одиночными СВЧ импульсами. В опытных условиях пробой происходил на фронте импульса поля в резонаторе. Уровень поля, при котором происходил пробой, существенно превышал критический и при неизменных условиях имел статистический разброс в последовательных импульсах. Показано, что зафиксированное в опытах превышение порогового поля пробоя над критическим значением обусловлено нарастанием поля в резонаторе в течение времени развития разрядного плазмоида, формирующегося в процессе пробоя, и случайным характером появления в газе инициирующего пробой электрона.

### Введение

Безэлектродные, свободнолокализованные СВЧ разряды в квазиоптических пучках электромагнитной (ЭМ) волны в газах высокого давления реализуются в виде тонких плазменных стримерных каналов. Достигая резонансной длины, они имеют сечение поглощения ЭМ энергии, на порядки превышающее их геометрическое сечение [1,2]. Поглощенная таким резонансным плазменным СВЧ вибратором энергия может кумулироваться в его очень небольшом центральном участке [3]. Эти особенности СВЧ разряда высокого давления подсказывают пути его практического применения. В настоящее время обсуждается возможность создания на основе такого разряда точечного импульсного источника жесткого ультрафиолета и рентгена, инъекции плазмы в различного типа ловушки, использование его в работах по изучению природы шаровой молнии и т.д.

Вместе с тем изучение безэлектродных СВЧ разрядов в газах высокого давления связано с определенными трудностями. Так, для СВЧ пробоя атмосферного воздуха необходимо обеспечить плотность потока энергии  $\Pi > 1 \text{ MW/cm}^2$ . Для реализации  $\Pi$  такой величины даже в короткофокусном ЭМ пучке, в котором диаметр фокуса ограничен дифракционным пределом на уровне длины волны излучения  $\lambda$ , например при  $\lambda \cong 10 \text{ cm}$ , необходима мощность ЭМ пучка порядка 100 MW! Такие поля можно создать, только применяя различного рода СВЧ резонаторы и, в частности высокочастотный двухзеркальный квазиоптический открытый резонатор [3].

Технические трудности возбуждения безэлектродных СВЧ разрядов высокого давления обусловили сравнительно слабую их изученность. В частности, это относится и к уровням полей, необходимых для их возникновения в различных условиях. Так, к настоящему времени достаточно подробно исследован пробой газов в однородном непрерывном СВЧ поле в областях

пространства простейших конфигураций, ограниченных поглощающими зарядами стенками [4]. Рассмотрен пробой также в непрерывном и однородном поле, но область локализации которого расположена вдали от нейтрализующих заряды поверхностей [5]. Оценено влияние на уровень пробойного поля конечной длительности, наложенного на газ постоянного в пределах импульса СВЧ поля [6]. При реализации же импульсного СВЧ пробоя, например, в фокусе высокочастотного двухзеркального резонатора, кроме того, что пробой происходит в области, существенно удаленной от образующих резонатор зеркал и элементов конструкции, он реализуется еще и в существенно пространственно неоднородном поле, уровень которого к тому же может быть непостоянен в течение значительной части СВЧ импульса.

В работе [7] описаны результаты исследования пробоя воздуха в диапазоне давлений  $0.1 \leq p \leq 400 \text{ Torr}$  в линейно-поляризованной ТЕМ-волне с  $\lambda = 0.81 \text{ cm}$ , формируемой в фокусе квазиоптического двухзеркального резонатора в добротностью  $Q = 3.4 \cdot 10^4$ , возбуждаемого одиночными СВЧ импульсами длительностью  $t_{\text{pul}} = 0.8 \mu\text{s}$ . В экспериментах при различных давлениях ( $p$ ) импульсная мощность возбуждающего резонатор генератора постепенно увеличивалась до минимального обеспечивающего пробой уровня и по нему рассчитывалось пороговое поле пробоя  $E_{\text{br}}$ . Полученная таким способом зависимость  $E_{\text{br}}(p)$  совпала с расчетной, построенной с привлечением уже развитой теории.

Настоящая работа также посвящена исследованию импульсного пробоя воздуха в фокусе двухзеркального СВЧ резонатора с  $Q = 5 \cdot 10^4$ . В отличие от [7] измерения производились до существенно более высокого  $p = 760 \text{ Torr}$  при значительно большей  $\lambda = 8.9 \text{ cm}$  и  $t_{\text{pul}} = 40 \mu\text{s}$ , но, главное, при неизменной импульсной мощности возбуждающего резонатор генератора. В опытах пробой происходил на фронте огибающей импульса поля в резонаторе и экспериментальная зависимость

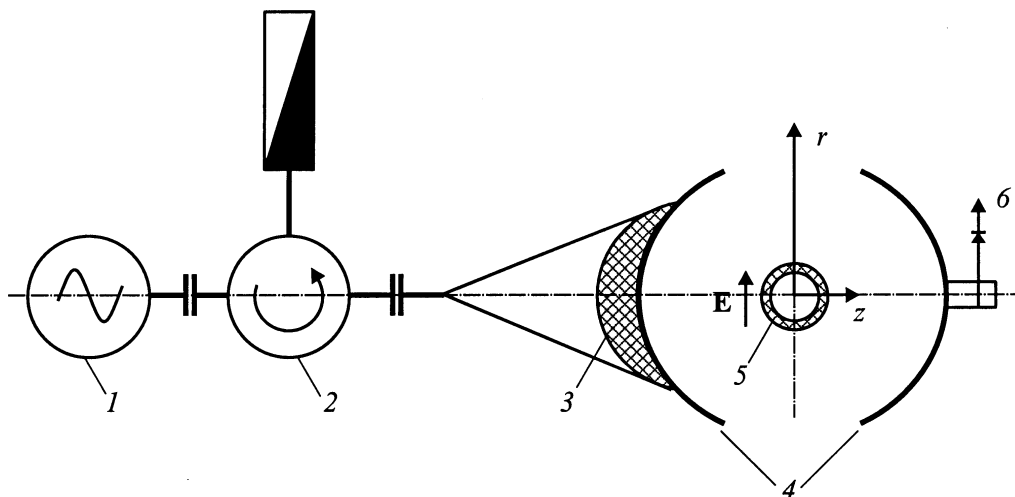


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

$E_{br}(p)$  по уровню поля значительно (в разы) отличалась от полученной в [7]. Ниже это расхождение объясняется нарастанием поля в резонаторе в процессе пробоя.

## Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Входящий в нее открытый резонатор 4 образован двумя круглыми соосными сферически вогнутыми зеркалами с радиусом кривизны 35 см, диаметром 55 см и максимальным расстоянием между ними вдоль оси  $Z$ , равным 50.4 см. В центре резонатора симметрично и перпендикулярно  $Z$  располагалась герметичная радиопрозрачная кювета 5, представляющая собой кварцевую трубу с внутренним диаметром  $2H = 8$  см и плоскими торцевыми стеклами для наблюдений. Давление воздуха в кювете изменялось от 3 до 760 Торг и измерялось с точностью  $\pm 1.5$  Торг. Остальной объем резонатора был заполнен воздухом при атмосферном давлении.

Резонатор через волноводный тракт с циркулятором 2 и устройством связи 3 с коэффициентом связи по мощности порядка  $10^{-3}$  запитывался от магнетронного СВЧ генератора 1. Последний в одиночных импульсах с прямоугольной огибающей длительностью  $\tau_{pul} = 40 \mu s$ , временной интервал между которыми превышал несколько секунд, обеспечивал выходную мощность в несколько мегаватт при циклической частоте ЭМ поля  $\omega \cong 2 \cdot 10^{10} s^{-1}$  ( $\lambda = 8.9$  см). В экспериментах при различных давлениях импульсная мощность генератора не менялась.

Поле в резонаторе вдоль его оси имело вид стоячей линейно-поляризованной ТЕМ-сфокусированной волны с максимумом в центре резонатора, а следовательно и кюветы, и вектором электрической компоненты  $E$ , перпендикулярным оси  $Z$  и оси кюветы. В области фокуса

ее амплитуда по осям  $Z$  и  $R$  распределяется по закону [8]

$$E = E_0 \cos\left(\frac{\pi z}{\Lambda}\right) \cdot e^{-(r/f)^2} \quad (1)$$

с  $\Lambda = 2.35$  см и  $f = 6$  см.

Сигнал из резонатора через линейный амплитудный детектор 6 поступал на вход осциллографа, что позволяло контролировать временную зависимость амплитуды поля в фокусе  $E_0(t)$ , а при соответствующей калибровке и ее величину.

С момента включения СВЧ импульса поле во всем объеме резонатора, сохраняя свою пространственную структуру, начинало возрастать. Наблюдаемое его изменение удовлетворительно описывается зависимостью

$$E_0 = E_m(1 - e^{-t/\tau}) \quad (2)$$

с постоянной времени  $\tau = 5 \mu s$ . Если давление воздуха в кювете было большим и поля  $E_0$  не хватало для его пробоя, то после достижения максимума поле в резонаторе оставалось постоянным до конца СВЧ импульса, а затем экспоненциально падало с той же постоянной времени  $\tau$ .

## Результаты экспериментов

Измерения проводились по следующей методике. В кювете устанавливалось определенное давление (начиная с низких значений), и на вход резонатора подавался СВЧ импульс. Напряженность поля в фокусе резонатора росла по (2), и при определенном ее значении  $E_0 = E_{br}$  воздух в кювете пробивался. При этом закачка энергии в резонатор прекращалась и поле в нем резко падало с характерным временем, меньшим микросекунды. В опытах при низких  $p$  пробой происходил на переднем фронте импульса огибающей поля в резонаторе, наблюдаемого на экране осциллографа. По мере увеличения  $p$  пробой происходил все позже и поле  $E_{br}$  соответственно росло.

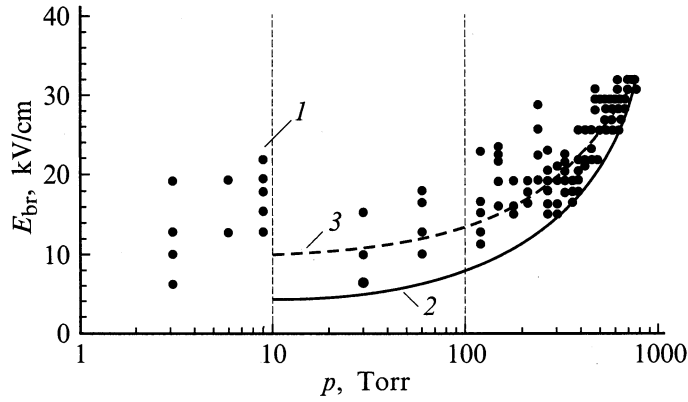


Рис. 2. Зависимость пробойного поля от давления. 1 — эксперимент, 2 — расчет, 3 — расчет по приближенной формуле.

В опытах при неизменной возбуждающей резонатор импульсной мощности воздух в кювете пробивался только до  $p_{\max} = 760$  Torr. При этом резкое падение поля в резонаторе, обусловленное пробоем, фиксировалось уже на плоской вершине импульса контрольного сигнала. При  $p_{\max}$  экспериментальные условия были идентичны условиям, описанным в [7], и аналогичная [7] обработка результатов наблюдений дала при 750 Torr максимальную амплитуду поля в фокусе  $E_m = 32$  kV/cm. Эта точка и дала абсолютную привязку сигнала на осциллографе к  $E_0$ .

Величина  $E_{br}$  в последовательных импульсах имела статистический разброс, поэтому при каждом  $p$  производилось несколько ее измерений. При  $p_{\max}$  поле  $E_{br} = E_m$ , естественно, не менялось, а статистический разброс имел момент пробоя, фиксируемый на плоской вершине импульса огибающей. Результаты измерений  $E_{br}(p)$  показаны на рис. 2.

Визуальные наблюдения разряда, производимые через торец кюветы, показали, что разряд располагался в районе ее оси, имея азимутально-симметричный статистический разброс положения середины стримера в различных импульсах в пределах 1–2 см.

## Обсуждение

Принятый в настоящее время метод определения пробойного значения СВЧ поля опирается на предположение о его постоянстве в пределах импульса, которое нарушается лишь самим пробоем, а в качестве критерия пробоя принимается неравенство [7]:

$$\nu_i \geq \nu_a + \nu_d + \gamma, \quad (3)$$

где  $\nu_i$ ,  $\nu_a$  и  $\nu_d$  — соответственно частоты ионизации, прилипания и диффузии зарядов из области пробойного поля;  $\gamma$  — критическое значение постоянной времени электронной лавины.

В (3) частоту прилипания электронов в воздухе  $\nu_a$  можно оценить по формуле [9]

$$\nu_a = 2 \cdot 10^4 p, \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

(в этой и аналогичных формулах значение  $p$  выражено в Torr).

Если в разрядной области, ограниченной нейтрализующими заряд поверхностями, СВЧ поле однородно, то в (3) частота  $\nu_d$  может быть оценена из соотношения [4]

$$\nu_d = F^2 \frac{D}{L^2}, \text{ s}^{-1}, \quad (5)$$

где в воздухе коэффициент диффузии электронов [10]

$$D = \frac{1.6 \cdot 10^6}{p}, \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}. \quad (6)$$

Для плоского слоя с зазором  $d$  длинного цилиндра и сферы с радиусами  $a$  характерный размер  $L$  и формфактор  $F$  равны соответственно  $L = d$ ,  $a$ , и  $F = \pi$ , 2.4,  $\pi$ . В (3) для воздуха одна из широко используемых аппроксимаций частоты ионизации имеет вид [9,10]

$$\nu_i = \nu_a \left( \frac{E_0}{E_k} \right)^\beta, \text{ s}^{-1} \quad (7)$$

с  $\beta = 5.34$ . В ней  $E_k$  — критическое поле пробоя, а  $1.3 \leq E_0/E_k \leq 3$ .

В анализируемых экспериментальных условиях до  $p \leq 800$  Torr энергия электронов не "отслеживает" циклических изменений поля, т.е. выполняется неравенство

$$\nu_c \delta \leq \frac{\omega}{\pi}, \quad (8)$$

где  $\delta = 2.1 \cdot 10^{-3}$  — доля энергии электронов, в среднем теряемая ими при столкновении с молекулами [11].

В этом случае амплитуду критического поля пробоя можно рассчитать по формуле [4]

$$E_k = 30p\sqrt{2} \sqrt{1 + \left( \frac{\omega}{\nu_c} \right)^2}, \frac{\text{V}}{\text{cm}}, \quad (9)$$

где частота столкновений электронов с молекулами [4]

$$\nu_c = 4 \cdot 10^9 p, \text{ s}^{-1}. \quad (10)$$

Обычно используемые понятия СВЧ разряда низкого, среднего или высокого давления также базируются на приближении формулы (9) [6]. Так, высокие давления подразумевают выполнение неравенства  $\nu_c > \omega$  ( $E_k \cong 42p, \text{ V/cm}$ ), а низкие  $\nu_c < \omega$  ( $E_k \cong 10^{-8}\omega, \text{ V/cm}$ ). В анализируемых экспериментах  $\nu_c = \omega$  при  $p = 5 \text{ Torr}$ , следовательно, формально в них исследован СВЧ пробой высокого и среднего давления.

И наконец, в (3) постоянная лавины [6]

$$\gamma = \frac{\ln(N_m/N_0)}{\tau_{\text{pul}}}, \text{ s}^{-1} \quad (11)$$

и должна обеспечивать в течение длительности импульса  $\tau_{\text{pul}}$  рост концентрации (или числа) электронов от малого начального уровня  $N_0$  до величины  $N_m$ , фиксируемой в эксперименте. В оценках значение  $\ln(N_m/N_0)$  обычно принимается равным 20–30 [12].

С учетом (7) критерий (3) дает значение порогового пробойного поля

$$E_{\text{br}} = E_k \left( 1 + \frac{\nu_d}{\nu_a} + \frac{\gamma}{\nu_a} \right)^{1/\beta}. \quad (12)$$

Из него следует, что поле  $E_{\text{br}}$  минимально, если оно однородно и непрерывно ( $\nu_d$  и  $\gamma = 0$ ), и такое поле названо критическим. При  $E_0 = E_k$  частота ионизации должна компенсировать только потери электронов на прилипании (см. (7)).

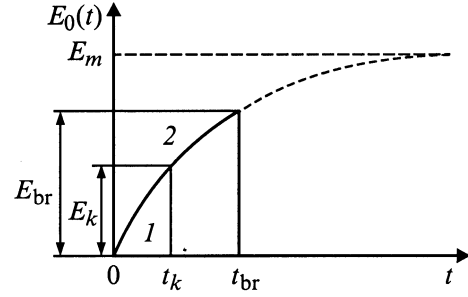
Оценим, в (12) отношения  $\nu_d/\nu_a$  и  $\gamma/\nu_a$  для анализируемых экспериментов. Как отмечалось, диффузионной теории СВЧ пробоя в существенно неоднородном поле не существует, но при сравнительно высоких  $p$  можно использовать некоторые приближения. В опытах падение поля, например, на 15% при смещении от фокуса вдоль оси  $Z$  происходит на размере  $z_0 = 0.75 \text{ cm}$ , а по  $R$  — на размере  $r_0 = 2.2 \text{ cm}$ . Для оценки  $\nu_d$  примем, что пробой происходит именно в этой цилиндрической области высотой  $2z_0$  и радиусом  $r_0$ , а поле в ней, а следовательно, и частота ионизации неизменны. Тогда для этой области можно воспользоваться формулой (5), если диффузионная длина прилипания электронов

$$l_a = \sqrt{\frac{D}{\nu_a}} = \frac{9}{p}, \text{ cm} \quad (13)$$

удовлетворяет требованию

$$l_a \ll 2z_0, \quad r_0. \quad (14)$$

В этом случае концентрация электронов вне области ионизации, на границах которой  $E(r, z) = E_{\text{br}}$ , быстро спадает вследствие эффективного прилипания, т.е. воздух выполняет роль граничной поглощающей поверхности. В опытах неравенство (14) выполняется при



**Рис. 3.** Зависимость от времени поля в фокусе резонатора: 1 — участок, на котором размножение электронов подавляется прилипанием; 2 — участок развития разряда от единичного электрона до сформировавшегося плазменного вибратора.

давлениях  $p \geq 60 \text{ Torr}$ , для них расчет по (5) дает  $\nu_d/\nu_a \leq 0.1$ . Таким образом, в опытных условиях как минимум при  $p \geq 60 \text{ Torr}$  влияние диффузионного ухода электронов из пробойной области на величину  $E_{\text{br}}$  практически можно не учитывать. В то же время из рис. 2 следует, что, например, при  $p = 60 \text{ Torr}$  измеренное  $E_{\text{br}} > 6 \text{ kV/cm}$ , т.е. более чем в 2.5 раза больше  $E_k = 42p = 2.5 \text{ kV/cm}$ . Учет в (12) по (4) и (11), в котором для определенности можно положить  $\ln(N_m/N_0) = 20$  при экспериментальном  $\tau_{\text{pul}}$ , отношение  $\gamma/\nu_a$  дает 10%-ную добавку  $E_{\text{br}}$  по отношению к  $E_k$  также только при  $p \leq 60 \text{ Torr}$ , т.е. общепринятый учет конечной длительности импульса также не объясняет результатов экспериментов.

В то же время отметим, что наличие в критерии (4) постоянной  $\gamma$  придает ему некоторую противоречивость. В современной интерпретации термином "пробой" обозначается явление, по существу не имеющее длительности [4]. Он означает лишь условие превышения наложенного на газ поля некоторого порогового значения. Сам же имеющий длительность процесс в газе, начинающийся при наложении на него пробойного поля, принято называть газовым разрядом. Это противоречие разрешается только в ходе конкретного эксперимента тем, что собственно в нем измеряется. В процессе разряда газ начинает светиться, он становится проводящим, нарабатываемая плазма "искажает" исходное поле и т.п. Измерения  $E_{\text{br}}$ , основывающиеся на учете влияния этих разных факторов, естественно, могут приводить к различным количественным результатам.

Процессы, происходящие в анализируемом эксперименте, прокомментируем, используя рис. 3, на котором построена зависимость поля в фокусе резонатора от времени с момента подачи на него СВЧ импульса  $E_0(t)$ .

В интервале  $0 \leq t < t_k$  поле  $E_0(t) < E_k$  и размножение появляющихся в области фокуса электронов подавляется их прилипанием, лишь при  $t \geq t_k$  реализуются условия, обеспечивающие их размножение. В то же время при  $t > t_k$  до определенного момента нарабатываемая разрядная плазма все еще не влияет на процесс накачки ЭМ энергии в резонатор и поле в нем продолжает

расти. К моменту  $t_{br}$  в результате развития разряда формируется резонансный СВЧ вибратор, начинающий интенсивно поглощать накопленную в резонаторе ЭМ энергию [1]. В результате происходит рассогласование системы генератор–резонатор и поле в последнем резко падает. В эксперименте собственно и измеряется величина, пропорциональная  $E_{br}(t_{br})$ , которой придается смысл граничного пробойного поля.

Опишем изложенную картину количественно, пренебрегая диффузией, влияние которой, как было показано, несущественно.

Уравнение непрерывности для электронов в заданном ЭМ поле можно представить в виде

$$\frac{d}{dt} \ln(N) = \nu_i(E_0) - \nu_a. \quad (15)$$

Дифференцирование (2) во времени дает

$$\frac{dE_0}{dt} = \frac{E_m - E_0}{\tau}. \quad (16)$$

Разделив (15) на (16) и проинтегрировав по  $E_0$ , получим интегральное уравнение, которое и определяет пробойное поле

$$\ln \frac{N_m}{N_0} = \int_{E_k}^{E_{br}} \frac{(\nu_i(E_0) - \nu_a)\tau}{E_m - E_0} dE_0. \quad (17)$$

Зависимость  $E_{br}(p)$ , полученная численным решением (17) при  $E_m = 32 \text{ kV/cm}$ ,  $\ln(N_m/N_0) = 20$  и  $\nu_i(E_0)$ , аппроксимирующей реальную зависимость, показана на рис. 2 кривой 2. Видно, что результат расчета подтверждает выдвинутую версию о нарастании поля как одну из причин столь сильного расхождения между наблюдениями и критерием (3).

Если зависимость  $\nu_i(E_0)$ , представленную в виде (7), разложить в ряд в окрестности критического поля и, сохранив первый порядок малости, с учетом (2) подставить в (15) и проинтегрировать по  $t$  от  $t_k$  до  $t_{br}$ , то получится трансцендентное алгебраическое уравнение для расчета относительного времени развития пробойной лавины  $(t_{br} - t_k)/\tau$

$$A + 1 - e^{-(t_{br}-t_k)/\tau} = \frac{t_{br} - t_k}{\tau}, \quad (18)$$

где

$$A = \frac{E_k \ln \frac{N_m}{N_0}}{\tau \nu_a \beta (E_m - E_k)}. \quad (19)$$

В свою очередь эта величина по (2) позволит рассчитать  $E_{br}$ . В условиях эксперимента

$$\frac{t_{br} - t_k}{\tau} < 1 \quad (20)$$

и формула (18) упрощается

$$\frac{t_{br} - t_k}{\tau} = \sqrt{2A}, \quad (21)$$

а  $E_{br}$  определится примерным равенством

$$E_{br} \cong E_k \left[ 1 + \left( \frac{E_m}{E_k} - 1 \right) \sqrt{\frac{2 \ln \frac{N_m}{N_0}}{\nu_a \tau \beta \left( \frac{E_m}{E_k} - 1 \right)}} \right]. \quad (22)$$

Полученная по нему зависимость  $E_{br}(p)$  также приведена на рис. 2 кривой 3. Видно, что и она совпадает с измеренными значениями в пределах их статистического разброса. Все зависимости  $E_{br}(p)$  на рис. 2 приведены для значения  $\ln(N_m/N_0) = 20$ . Заметим, однако, что результаты вычислений слабо зависят от величины логарифма.

Предложенный подход определения пробойного поля дает разумный результат и в двух предельных случаях. При очень плавном поднятии наложенного на газ поля ( $\tau \rightarrow \infty$ ) поле  $E_{br} \rightarrow E_k$ . И при резком наложении поля ( $\tau \rightarrow 0$ ) поле  $E_{br} = E_m$ , которое в свою очередь не может быть меньшим  $E_k$ .

В приведенных рассуждениях мы полагали, что при  $t = t_k$  в области фокуса есть свободные электроны. В реальности вопрос о их происхождении достаточно непрост. Опыты, выполненные в аналогичной постановке [3], показали, что разряд вообще начинается с единичного электрона ( $N_0 = 1$ ). Очевидно, что следующее из рис. 2 статистическое превышение измеренных значений  $E_{br}$  над теоретической кривой 2 как раз и связано со случайным характером появления иницирующих пробой электронов.

В воздухе при фоновом уровне радиации около поверхности Земли рождается  $J_q = (1.3-4) \cdot 10^{-2} p$  электронов в сантиметре кубическом за секунду. Например, при 760 Торг это известные  $(10-30) 1/(\text{cm}^3 \cdot \text{s})$  [12]. При комнатной температуре в результате процесса трехтельного прилипания, частота которого

$$\nu_{a1} = (10p)^2 \text{ s}^{-1}, \quad (23)$$

они быстро прилипают к молекулам кислорода. Например, при 760 Торг время прилипания  $1/\nu_{a1} = 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . Если положить, что в анализируемых экспериментах  $E_0 \geq E_k$  в объеме  $V = \pi r_0^2 \cdot 2z_0 \cong 23 \text{ cm}^3$ , то средний временной интервал между появлением в нем последовательных электронов  $t_q = 1/(J_q \cdot V) \cong 4 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ . Очевидно, что вероятность наличия такого свободного электрона даже в течение всего СВЧ импульса длительностью  $40 \mu\text{s}$  ничтожно мала.

Наиболее вероятно, что иницирующий разряд электрон появляется в результате процесса отлипания его от отрицательного иона кислорода, причем именно при наличии СВЧ поля критического уровня. Исходная концентрация отрицательных ионов в воздухе

$$n_{\text{O}_2^-} = \sqrt{\frac{J_q}{\alpha_r}}, \text{ cm}^{-3}, \quad (24)$$

где

$$\alpha_r = 2 \cdot 10^{-6}, \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad (25)$$

— коэффициент ион-ионной рекомбинации.

Например, при 760 Торг концентрация ионов равна  $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Фиксируемый в опытах статистический разброс значений  $E_{\text{бр}}$  при  $p = \text{const}$  говорит о случайном характере этого процесса с характерным временным масштабом в микросекунду и пространственным — в сантиметр. Его подробный анализ выходит за рамки данной работы.

## Заключение

Таким образом, в результате исследования безэлектродного пробоя воздуха среднего и высокого давлений в СВЧ поле квазиоптического двухзеркального резонатора выяснилось, что в данной экспериментальной постановке пороговое поле пробоя может существенно превышать критическое поле пробоя.

Зарегистрированное явление объясняется растущим, нестационарным характером поля в процессе пробоя. Величина превышения тем больше, чем больше амплитуда налагаемого на газ поля и чем выше временной темп его роста. При существенном превышении налагаемого поля над критическим это явление не зависит от давления газа и является определяющим при высоких давлениях, когда влияние диффузионных эффектов на величину пробойного поля пренебрежимо мало.

Эксперимент показал, что в случае развития разряда на фронте закачки электромагнитной энергии в резонатор заключительный этап этого развития, связанный с интенсивным поглощением разрядной плазмой накопленной в резонаторе энергии, происходит в существенно надкритическом поле. Это обстоятельство важно при анализе путей практического применения такого вида разряда, так как в этом случае скорость формирующих его электродинамические свойства ионизационных процессов значительно превышает скорость тепловых процессов в газе разрядного канала.

Описанная экспериментальная методика измерения величины пробойного поля и ее статистических характеристик может явиться инструментом дальнейшего исследования некоторых физических явлений, например процессов рождения свободных электронов в газах при наложении на них СВЧ поля критического уровня, времени формирования резонансных свойств стримерного СВЧ разряда и т. п.

Авторы выражают благодарность К.В. Александрову за помощь в проведении экспериментов.

## Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 32–42.
- [2] Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Голубев С.В. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 4. С. 136–145.
- [3] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 26–37.

- [4] Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 205 с.
- [5] Гильденбург В.Б., Семенов В.Е. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 4. С. 494–497.
- [6] Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косский И.А. и др. // Труды ФИАН. 1985. Т. 160. С. 174–203.
- [7] Вихарев А.Л., Еремин Б.Г. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 2. С. 452–455.
- [8] Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. С. 475.
- [9] Лунан Ю.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 11. С. 2321–2326.
- [10] Гуревич А.В. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1979. Т. 19. Вып. 4. С. 633–640.
- [11] Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1977. 320 с.
- [12] Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.