

03:04:09

©1995 г.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ПРОБОЙ ВОЗДУХА В ПРИСУТСТВИИ ВИБРАТОРА

Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

Экспериментально определен порог пробоя воздуха в линейно поляризованной СВЧ ТЕМ-волне в присутствии параллельного электрическому полю металлического цилиндрического со сферически закругленными концами вибратора с длиной, не превышающей длину волны поля. Получена зависимость величины пробойного поля от длины и диаметра вибратора, которая адекватна эксперименту для "тонких" вибраторов во всем исследованном диапазоне изменения их длины и коротких "толстых" вибраторов.

При исследовании газовых разрядов в сфокусированной СВЧ ТЕМ-волне [1] часто требуется оценить величину поля на концах помещенного в нее вибратора длиной меньшей или приблизительно равной резонансной. Приведем три иллюстрирующих примера. Знание картины поля в окрестности металлического шара, помещенного в электромагнитную (ЭМ) волну, радиусом $a \ll k$ ($k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны поля), который можно рассматривать как предельно короткий вибратор, позволило авторам [2] предложить метод экспериментального определения абсолютного локального значения амплитуды напряженности электрического поля в ЭМ волне E_0 . Для этого в исследуемую точку помещается описанный выше шар. Его поверхность освещается ультрафиолетовым излучением, обеспечивающим фотоэмиссию "начальных", иницирующих разряд электронов. Затем опытным путем определяется наибольшее давление воздуха p , при котором еще возможен его пробой с данным уровнем E_0 , и по нему рассчитывается E_0 . Если при ограниченных экспериментальных возможностях в вариации параметров установок пробой в присутствии шара неосуществим, то, несколько поступившись локальностью метода, можно существенно расширить его диапазон, используя вместо шара вибратор с осью, параллельной E_0 . Очевидно, что в этом случае необходимо знать зависимость поля на концах вибратора E_b , которое в резонансе может существенно превышать E_0 , от его геометрии и E_0 .

СВЧ разряд в ЭМ волне, например, в воздухе при $h \gtrsim 25$ Тор можно получить в значительном объеме с относительно маломощным СВЧ генератором, используя свойство разряда высокого давления распространяться навстречу излучению в область ЭМ пучка с E_0 , меньшим критического поля пробоя E_k [3]. Для осуществления такого стимулированного разряда условия пробоя можно создать лишь локально, например на концах металлического вибратора, помещенного в поле с $E_0 \ll E_k$. В этом случае только там и должно выполняться условие $|E_b| \gtrsim E_k$. Очевидно, что при планировании такого эксперимента для оценки выполнимости требуемого неравенства также необходимо знать связь E_b с длиной вибратора, формой его концов и E_0 .

СВЧ разряд в линейно поляризованных ТЕМ-полях, как правило, начинает развиваться с образования вытянутого вдоль E_0 плазменного вибратора [4,5]. Для относительно высокого p при определенной длине начального плазмоида его концы, продолжая расти, начинают разветвляться и загибаться. Вновь образующиеся плазменные участки также являются СВЧ вибраторами, кондуктивно и индуктивно связанными с уже сформировавшимися разрядными каналами. Многие свойства начального и последующих плазмоидов-вибраторов, например скорость их роста, естественно, в значительной степени определяются локальным значением поля на их концах. И здесь опять возникает вопрос о связи его величины с геометрическими и электрическими параметрами плазменного вибратора.

В попытке приблизиться к ответу на поставленный вопрос авторами настоящей работы был проведен эксперимент по определению порога пробоя воздуха в линейно поляризованной СВЧ ТЕМ-волне в присутствии параллельного электрическому полю металлического вибратора. Опытные результаты сравнены с полученной оценочной зависимостью величины порогового поля пробоя E_{0br} , связанного с E_b , от диаметра и длины вибратора. Результаты этих исследований и отражены в настоящей работе.

Эксперимент ставился по следующей схеме [3]. Линейно поляризованная ТЕМ-волна с $\lambda = 8.5$ см длительностью 40 мкс фокусировалась в "безэховой" камере. Если ввести декартовы координаты с началом, совмещенным с фокусом ЭМ волны, осью x , направленной по E_0 , а z — по волновому вектору, то поле в фокальной плоскости пучка изменялось по закону, близкому к $E_0 \exp\{-(x/x_0)^2 + (y/y_0)^2\}$, где $x_0 = 5.2$ см и $y_0 = 2.5$ см. При смещении от фокуса вдоль z на $+5$ и -2.5 см поле плавно спадало на 20%. Максимальная величина E_0 была равна $E_{0max} = 6.5$ кВ/см. В фокусе параллельно E_0 последовательно помещались дюралевые вибраторы в форме цилиндра со сферически закругленными концами. Их радиус a менялся от 0.125 до 1.1 см, а длина $2l$ ограничивалась 5 см, чтобы она не превышала характерный размер неоднородности поля x_0 . Эксперимент проводился при атмосферном давлении, для которого $E_k = 40p$ [Тор] = 30 кВ/см. Для каждого из вибраторов определялось E_{0br} . Для этого первоначально устанавливалось $E_0 < E_{0br}$ и в последовательных СВЧ импульсах оно плавно увеличивалось до порога пробоя. Факт пробоя фиксировался по наличию звука, вспышки в области концов вибратора и искажению формы огибающей СВЧ импульса, фиксируемого детектором рассеянного поля. Экспериментальная "точка" для шара с $a = 0.125$ см, при наличии которого в фокусе ЭМ волны даже E_{0max} не позволяло пробить атмо-

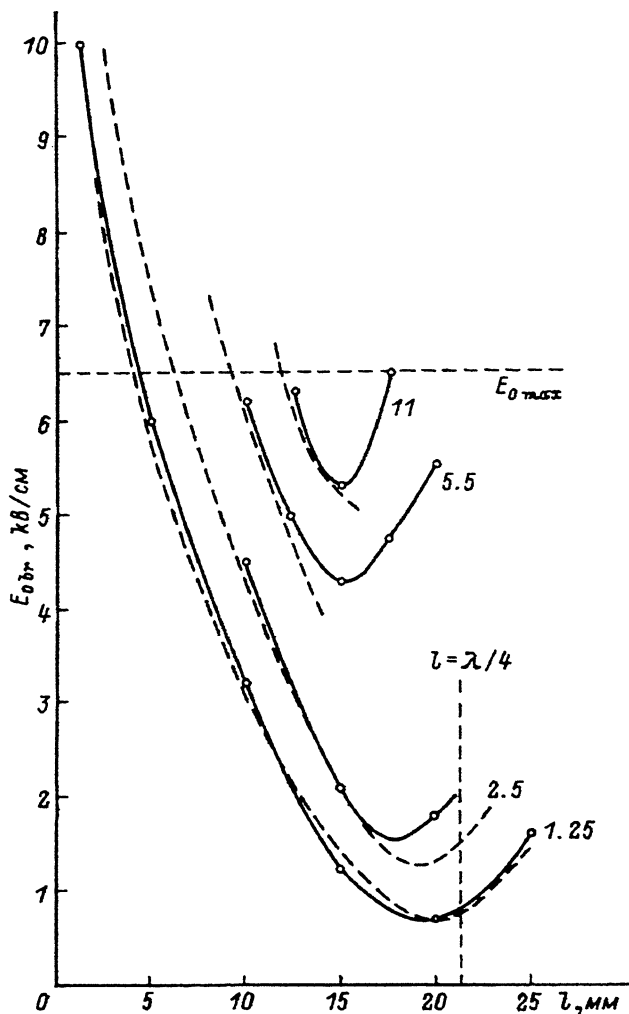


Рис. 1.

сферный воздух, получена путем откачки камеры до p , обеспечивающего пробой с E_{0max} , и дальнейшего расчета E_{0br} , соответствующего $p = 760$ Тор, по методике, изложенной в [2]. В экспериментах определения E_{0br} лежала в пределах $\pm 10\%$.

На рис. 1 в координатах E_{0br} , l приведены результаты опытов. Для диполей равного диаметра они соединены сплошными плавными линиями, дающими экспериментальные зависимости $E_{0br}(l)$ при $a = \text{const}$ (цифры у кривых — значения a в мм). Как и следовало ожидать [6], эти зависимости имеют минимум, "глубина" которого с уменьшением a растет, а положение по оси l приближается к $\lambda/4$. Естественно попытаться сравнить данные эксперимента с количественными выводами, следующими из теории.

Как уже отмечалось, в [2] решена задача о СВЧ пробое воздуха в присутствии шара. При этом учитывались процессы ионизации, прилипания и диффузии электронов. Расчет, выполненный по формулам, приведенным там, показывает, что в рассматриваемых условиях при $p = 760$ Тор и a не менее 0.125 см электронную диффузию можно не учитывать. В этом случае порог пробоя определяется примерным равенством $|E_b|$ и E_k . Для оценки $|E_b|$ необходимо связать его значение с E_0 , λ , a и l . Так как строгая электродинамическая задача определения E_b не приводит к простым выражениям, а ее численное решение критично к алгоритмическим допущениям, то получим эту связь из феноменологических соображений. Их обоснованность подтвердит или опровергнет эксперимент.

Будем считать, что собственное поле вибратора, помещенного в однородное внешнее поле, изменяющееся с временем t по закону $E_0 \cos \omega t$, где ω — круговая частота, является дипольным. Тогда по его оси оно будет иметь два слагаемых [7]

$$E_x = \frac{2P}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{x^3} \cos(\omega t - kx) - \frac{k}{x^2} \sin(\omega t - kx) \right] =$$

$$= E_0 A \left[\frac{1}{kx} \cos(\omega t - kx) - \sin(\omega t - kx) \right],$$

где $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$ Ф/м; A — требующая определения величина, связанная с также пока не определенным дипольным моментом вибратора P .

В этом случае поле на вершинах вибратора $x = \pm l$ будет равно

$$E_b = E_0 \left[\cos(\omega t) + \frac{A}{kl} \cos(\omega t - kl) - A \sin(\omega t - kl) \right] =$$

$$= E_0 \left\{ \left[1 + A \left(\frac{\cos(kl)}{kl} + \sin(kl) \right) \right] \cos(\omega t) + A \left(\frac{\sin(kl)}{kl} - \cos(kl) \right) \sin(\omega t) \right\}. \quad (1)$$

Отсюда из граничного условия пробоя $|E_b| = E_k$ получим

$$E_{obr} = \frac{E_k}{\sqrt{\left\{ 1 + A \left[\frac{\cos(kl)}{kl} + \sin(kl) \right] \right\}^2 + \left\{ A \left[\frac{\sin(kl)}{kl} - \cos(kl) \right] \right\}^2}}. \quad (2)$$

Примем теперь, что $P(l)$ таков, что

$$A = \xi \frac{Z_0 h_D}{|Z| a},$$

где $Z_0 = 120\pi$ Ом = $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; h_D — действующая длина вибратора, $|Z|$ — модуль его комплексного импеданса, отнесенного к центральному сечению, ξ — коэффициент, зависящий от формы его концов.

Это предположение физически достаточно "прозрачно". Оно констатирует, что собственное поле на концах вибратора тем больше, чем он тоньше, как следует из опытных кривых на рис. 1. Кроме того, оно пропорционально току через центральное сечение вибратора $J_0 = (E_0 h_D)/|Z|$, который определяет величину заряда на его концах. Множитель же Z_0 обеспечивает требуемую размерность.

Определим входящие в A величины. По определению $h_D = (2 \int_0^l J(x) dx)/J_0$, где $J(x)$ — распределение тока по длине вибратора. В гармоническом приближении [8]

$$J(x) = J_0 \frac{\cos(kx) - \cos(kl)}{1 - \cos(kl)}$$

и при $0 \leq kl \leq \pi/2$

$$h_D = \frac{2}{k} \frac{\left[1 - \frac{kl}{\operatorname{tg}(kl)}\right]}{\operatorname{tg} kl/2} \approx \frac{4}{\pi} l.$$

В дальнейшем рассмотрении и будем считать

$$h_D = \frac{4}{\pi} l. \quad (3)$$

Для металлического вибратора с высокой проводимостью

$$|z| = \sqrt{R_u^2 + x_0^2}, \quad (4)$$

где R_u — сопротивление излучения, X_0 — реактивное сопротивление.

В дальнейшем будем полагать, что [6]

$$R_u \approx \frac{1}{6} \frac{Z_0}{\pi} (kh_D)^2 \quad (5)$$

и

$$X_0 = -\frac{Z_0}{\pi} \Gamma \operatorname{ctg}(\eta kl), \quad (6)$$

где при $l/a \gg 1$

$$\Gamma = \ln \frac{l}{a} - 1, \quad (7)$$

а при меньших l значение Γ определим ниже. У "толстых" вибраторов изменение характера X_0 с емкостного на индуктивный происходит при значениях kl , несколько меньших $\pi/2$. Это и учитывает множитель η . Для справки график его зависимости от l/λ при различных $l/a = \text{const}$, взятый из [6], приведен на рис. 2.

Коэффициент ξ определим из сравнения (1) с полем шара, для которого $E_b = 3E_0$. Из (1) при $l = a \ll 1/k$ имеем

$$E_b = \left(1 + \frac{A}{ka}\right).$$

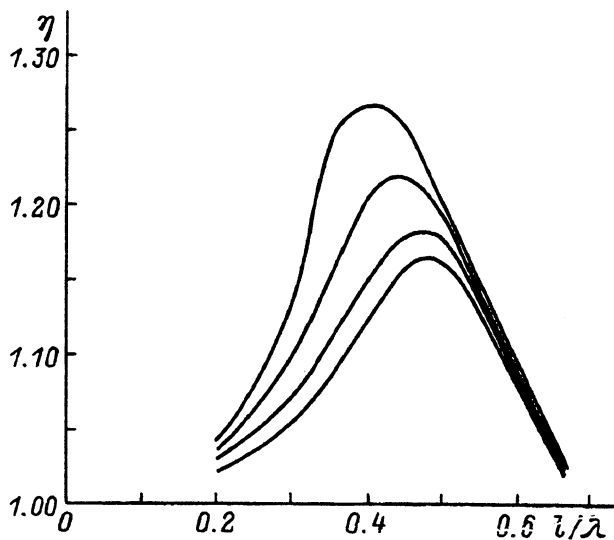


Рис. 2.

Отсюда для шара

$$\xi = 2k \frac{Z}{Z_0} \frac{a^2}{h_D}.$$

Для него импеданс чисто емкостной

$$Z = X_0 = -\frac{1}{\omega C},$$

где емкость [9]

$$C = \varepsilon_0 \frac{\pi a^2}{n_x h_D}$$

при коэффициенте формы $n_x = 1/3$, т.е. $\xi = 2/3\pi$. Будем считать, что и для вибраторов со сферически закругленными концами при $l > a$ коэффициент ξ сохраняет свое значение.

Таким образом, примем

$$A = \frac{2}{3\pi} \frac{Z_0}{|Z|} \frac{h_D}{a}. \quad (8)$$

Отметим, что для шара из сравнения (6) с его импедансом получим $\Gamma = \frac{1}{3} \frac{4}{\pi}$. Для вытянутого эллипсоида с полуосями a и $l \ll 1/k$ [9]

$$n_x = \frac{1 - e^2}{2e^3} \left(\ln \frac{1 - e}{1 + e} - 2e \right),$$

где

$$e = \sqrt{1 - \frac{1}{(b/a)^2}}, \quad \Gamma = n_x \frac{lh_D}{a^2}. \quad (9)$$

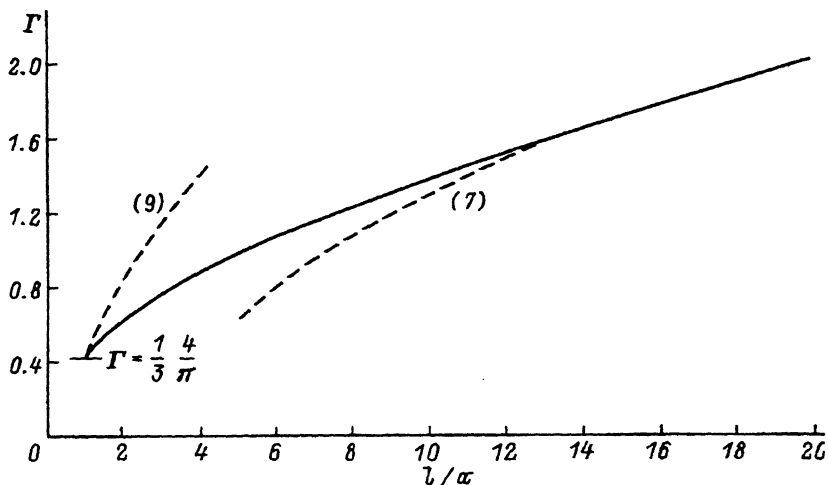


Рис. 3.

Очевидно, что для вибратора на участке $1 < l/a < 10$ зависимость $\Gamma(l/a)$ есть некая монотонно возрастающая функция, сопрягающая (9) и (7), как показано, например, на рис. 3.

На рис. 1 штриховыми линиями представлены зависимости $E_{обр}(l)$, рассчитанные по (2) при экспериментальных значениях a . Видно, что для $a = 0.125$ см теоретическая и опытная зависимости практически совпадают. С ростом a начинает проявляться их расхождение. И прежде всего опытные кривые имеют все менее "глубокий" минимум, который все в большей степени сдвигается по оси l влево от значения $l = \lambda/4$. Теория продолжает описывать лишь начальный, ниспадающий участок экспериментальных зависимостей, т.е. для "толстых" вибраторов при приближении их длины к резонансной принятые допущения перестают выполняться. И тем не менее они оправданы для все еще достаточно "толстых" вибраторов, так как в теории антенн [6] отношение $a/\lambda \simeq 10^{-2}$, соответствующее в условиях эксперимента $a = 0.125$ см, считается достаточно большим.

Таким образом, в результате проведенных исследований получено экспериментально подтвержденное выражение, связывающее электрическое поле на сферически закругленных концах проводящего цилиндрического вибратора, помещенного параллельно внешнему электрическому полю, имеющему структуру ТЕМ-волны, с диаметром и длиной вибратора и величиной и длиной волны внешнего СВЧ поля. Оно адекватно описывает эксперимент при значениях $l/\lambda \leq 0.3$ и $a/\lambda \leq 1.5 \cdot 10^{-2}$. Это дает возможность с использованием вибратора проводить абсолютные измерения величины внешнего поля по методике, изложенной в [2], в существенно более широком диапазоне изменения параметров, чем с шаром. Здесь, правда, следует отметить, что значительное уменьшение a и r может потребовать учета диффузионных явлений при пробое, которыми в данной работе пренебрегалось. Применение вибратора позволило стимулировать СВЧ разряд в воздухе при уровне $E_0 \simeq 2 \cdot 10^{-2} E_k$, т.е. помещение вибратора в ЭМ пучок позволяет реализовать разряд в стримерной форме при мощности

СВЧ генератора, по крайней мере в $2.5 \cdot 10^3$ раз меньшей, чем мощность, необходимая для обеспечения в пучке такого же поперечного сечения самостоятельного разряда. Изложенные соображения могут быть использованы и при изучении свойств плазменных каналов СВЧ разрядов среднего и высокого давления. В этом случае в выражение для импеданса к сопротивлению излучения должно быть добавлено активное сопротивление плазменного вибратора и учтен импеданс "связи".

Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 389–391.
 - [2] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 3. С. 411–415.
 - [3] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74–88.
 - [4] Витарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колюско А.Л. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 8. С. 1064–1075.
 - [5] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 26–48.
 - [6] Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975.
 - [7] Фейнман Р., Лейтон Р., Сендс М. Фейнмановские лекции по физике. Задачи и упражнения с ответами и решениями. М.: Мир, 1969. С. 360.
 - [8] Шелкунов С., Фриис Г. Антенны. М.: Сов. радио, 1955. 518 с.
 - [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гос. из-во физ.-мат. лит., 1959.
-