

03;04

Ионизация воздуха в околоритическом электрическом поле

© А.Ф. Александров,¹ В.Л. Бычков,² Л.П. Грачев,² И.И. Есаков,¹ А.Ю. Ломтева¹¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия² Федеральное государственное унитарное предприятие „Московский радиотехнический институт РАН“,
117519 Москва, Россия
e-mail: esakov@dataforce.net

(Поступило в Редакцию 15 июня 2005 г.)

Приводится подборка экспериментальных данных зависимости эффективной частоты ионизации воздуха от величины электрического поля. Обсуждается понятие критического поля пробоя. Указывается на количественное несоответствие данных, полученных на основе существующей физической трактовки этого понятия, с результатами опытов. Это несоответствие разрешается учетом в ионизационном балансе не только диссоциативного прилипания электронов при взаимодействии с молекулами кислорода, но и их отлипания от его молекул, получивших заряд в результате процесса перезарядки. По результатам этого анализа рассматривается новая физическая трактовка понятия критического поля. Приводится формула для эффективной частоты ионизации воздуха в полях, близких к критическому.

PACS: 51.50.+v

Введение

Практическая важность явления электрического пробоя воздуха обусловила большое количество его экспериментальных исследований. В то же время физическая интерпретация одного из основных понятий этого явления — понятия критического поля пробоя E_{cr} — на количественном уровне вызывает сомнение. Попытке разрешить это противоречие и посвящена настоящая работа.

Актуальность этого вопроса связана и с исследованиями в области СВЧ разрядов среднего и высокого давления p воздуха [1]. Многие процессы в их плазме развиваются именно в поле $E \approx E_{cr}$. Например, на рис. 1 приведена фотография СВЧ разряда в фокусе пучка ЭМ волн (электромагнитных волн). Его пространственная структура и многие характеристики могут быть поняты как проявления ионизационно-полевой и ионизационно-перегревной неустойчивостей плазмы, находящейся в критическом поле [2]. При этом, естественно, желательна физическая ясность самого этого понятия.

Эффективная частота ионизации

Рассмотрим находящийся при комнатной температуре T и некотором давлении p воздух, на который наложено однородное электрическое поле E , и в котором идет процесс ионизации. Для этого случая вполне относительно много измерений скорости ионизации воздуха в зависимости от величины поля E и давления p . Результаты некоторых из них, начиная с данных Таунсенда [3], приведены на рис. 2 [4–9], на котором ν_{eff} — есть эффективная частота ионизации. Она является эффективной в том смысле, что в экспериментах при наличии поля практически невозможно отделить

процессы рождения и гибели электронов. В некоторых опытах измерялось лишь локальное изменение числа электронов с момента включения поля. В других отслеживалось изменение их числа по мере дрейфа в электрическом поле.

Из рис. 2 видно, что смысл поля E зависит от физической ситуации. Для постоянного поля под E надо понимать его величину. Для гармонически изменяющегося во времени поля при $\omega \ll (\pi \cdot \delta \cdot \nu_c)$, где ω — его круговая частота, ν_c — частота упругих столкновений электронов с молекулами воздуха, а δ — средняя доля энергии, теряемая электронами при их столкновении с молекулами, под E надо понимать амплитуду поля E_a . В этом случае средняя энергия электронов ε_e успевает отслеживать временные изменения поля. При выполнении же

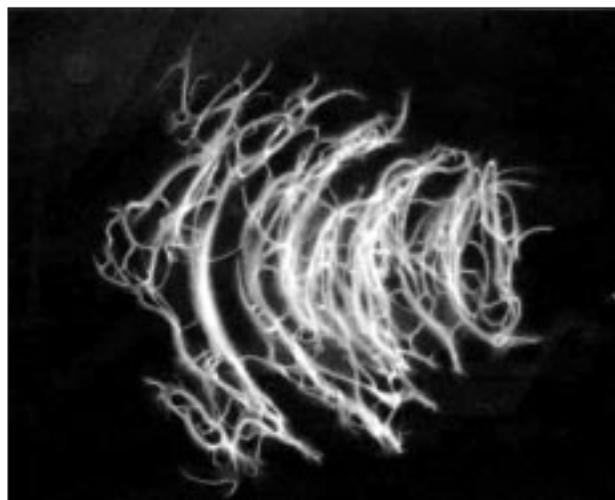


Рис. 1. Характерный вид свободнолокализованного СВЧ разряда в воздухе среднего давления в фокусе квазиоптического линейно поляризованного пучка электромагнитных волн.

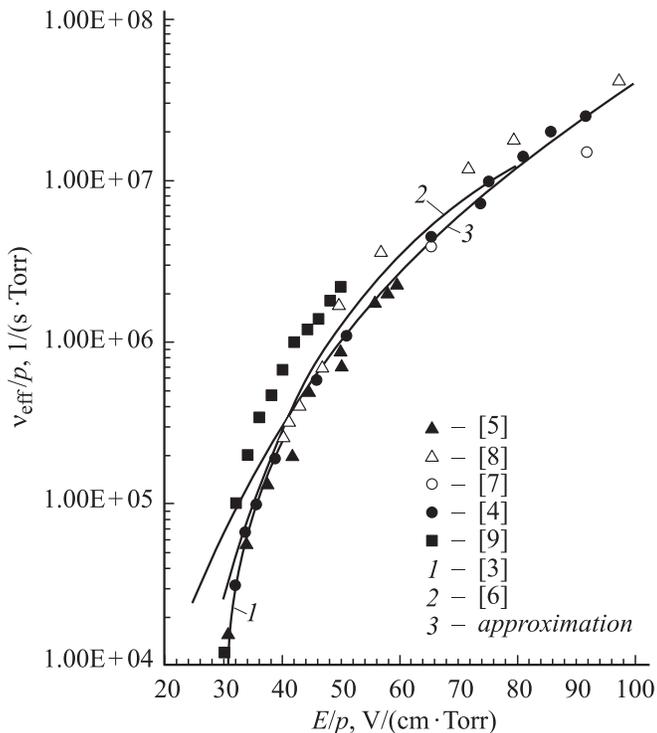


Рис. 2. Результаты измерений эффективной частоты ионизации в воздухе в зависимости от его давления и величины электрического поля.

обратного неравенства под E надо понимать его эффективное значение $E_{\text{эф}} = E_a / (\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + (\omega/\nu_c)^2})$ [10]. Следует учитывать также, что при малой концентрации электронов N_e поле E есть просто наложенное на воздух внешнее поле. При достаточно большой N_e процесс ионизации идет уже в его сумме с индуцированным полем плазмы.

Опыты показывают, что при значениях p в диапазоне единиц–сотен Torr, $\omega \lesssim 2 \cdot 10^{11}$ 1/s и умеренных полях в разрядной плазме энергия ε_e лежит в узком диапазоне значений $\varepsilon_e = (1-2)$ eV [11]. В этом случае $\delta \approx 2 \cdot 10^{-2}$ [11], и в оценках можно использовать для ν_c формулу $\nu_c = 5.3 \cdot 10^9 \cdot p$; 1/s [10].

В последней формуле и на рис. 2 используется давление воздуха p , а не концентрация его молекул N , так как именно оно и температура T , как правило, измеряются в экспериментах. В этой и аналогичных ей формулах в дальнейшем тексте p имеет размерность Torr. При переходе в них к N можно использовать известную формулу $N = 2.7 \cdot 10^{19} \cdot (p/760) \cdot (273/T)$; 1/cm³, где T имеет размерность К. При $T = 20^\circ\text{C}$ она дает $N = 3.3 \cdot 10^{16} \cdot p$; 1/cm³.

В работе [12] для $\nu_{\text{эф}}$ подобрана аппроксимирующая экспериментальные данные формула

$$(\nu_{\text{эф}}/p) = 8.35 \cdot 10^{-4} \cdot (E/p)^{5.34}, \quad (1)$$

где E имеет размерность V/cm. Рассчитанная по ней кривая также приведена на рис. 2, из которого видно, что

аппроксимация (1) адекватна экспериментам в диапазоне $39 \leq (E/p) \leq 105$ V/(cm·Torr). При меньших E/p и при превышении указанного верхнего диапазона значений E/p [13] формула (1) начинает давать существенно завышенные значения.

Понятие критического поля

Опыт показывает, что газовый электрический разряд по параметру E/p является сугубо пороговым явлением. Для развития разряда при данном p наложенное на газ поле должно превышать некий минимальный пробойный уровень $E_{\text{бр}}$. На рис. 3 приведены результаты измерений $E_{\text{бр}}$, полученные рядом авторов для атмосферного воздуха при $p = 760$ Torr [14–17]. Пробой осуществлялся в плоском межэлектродном промежутке, к которому приложено постоянное напряжение U . Межэлектродный зазор d был существенно меньше поперечных размеров электродов, что обеспечивает наличие в нем однородного поля $E = U/d$.

Из рис. 3 видно, что данные разных авторов отличаются мало. Они, по существу, лишь дополняют друг друга. В экспериментах максимальный размер d ограничен сменой характера разряда с „таунсендовского“ на стримерный. Из рисунка видно, что с уменьшением d величина $E_{\text{бр}}$ монотонно растет. С ростом же d поле E стремится к некоему пределу $E = 26$ kV/cm [18], т.е., $E/p = 34$ V/cm. Поле $E \equiv E_{\text{кр}} = 34p$; v/cm и является

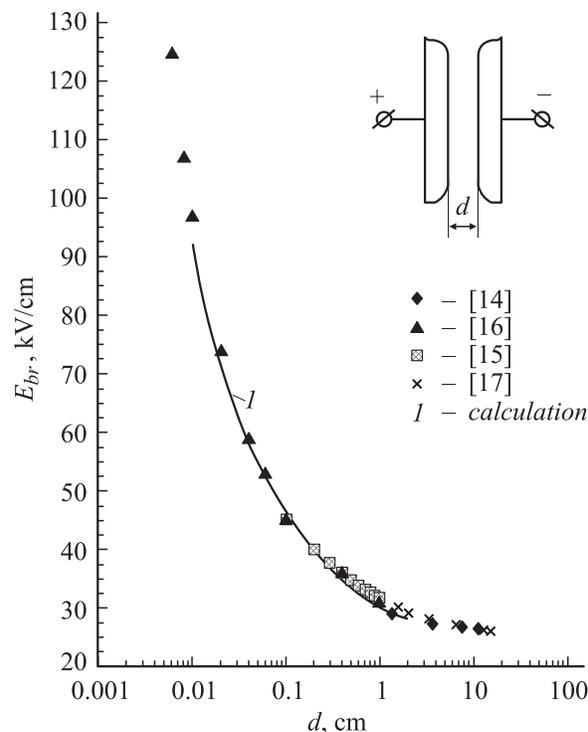


Рис. 3. Результаты измерений и расчета минимального постоянного электрического поля пробоя воздуха при атмосферном давлении в плоском межэлектродном промежутке при различных межэлектродных расстояниях.

критическим полем пробоя воздуха. На рис. 2 значение E_{cr} соответствует $v_{cr} \approx 6.5 \cdot 10^4 p$; 1/s.

Покажем, что физически E_{cr} соответствует минимальному полю пробоя в пространственно неограниченном, однородном и непрерывном поле. В этом случае в процессе ионизации „потерями“ электронов на счет их выхода за границы области ионизации можно пренебречь, а темп ионизации, ориентируясь на ограниченность длительности ионизационного процесса, не нужно увеличивать. В этом случае электроны теряются только в локальных процессах, сопровождающих ионизацию именно воздуха.

В постоянном поле рождающиеся у катода электроны с концентрацией N_{e0} дрейфуют в сторону анода со скоростью $v_{dr} = \mu_e \cdot E$; см/с, где их подвижность $\mu_e = 3.3 \cdot 10^5 / p$; $cm^2/(V \cdot s)$, а E имеет размерность V/cm.

На начальном участке дрейфа длиной $L_e \approx v_{dr}/(\delta \cdot v_c)$ электроны набирают необходимую для процесса ионизации среднюю энергию ϵ_e . Затем их количество начинает нарастать, и при конечной концентрации N_e они поглощаются анодом. Обратное время нахождения электронов в области ионизации, характеризующее временную ограниченность этого процесса, $v_\tau = \ln(N_e/N_{e0})v_{dr}/(d - L_e)$; 1/s [13].

Электроны, находящиеся в области ионизации, могут покидать ее и в результате диффузии. Обратное время этого процесса в рассматриваемом эксперименте $v_D = \pi^2 \cdot D_e/(d - L_e)^2$; 1/s [11], где $D_e = 1.6 \cdot 10^4 / p$; m^2/s [13] — коэффициент свободной диффузии электронов. Оценки показывают, что в рассматриваемых экспериментах при $d = 10$ см, т.е. при $E_{br} = E_{cr}$ частота $v_D \ll v_{cr}$, и ей можно пренебречь.

Для того чтобы оценивать влияние на E_{br} частоты v_τ , необходимо каким-либо образом задать в формуле для ее величины значение логарифма. Определим его из экспериментальных данных, представленных на рис. 3. Так, при $d = 2 \cdot 10^{-1}$ см, $E_{br} = 40$ кВ/см, т.е. $E_{br}/p = 53$ В/(см · Торр), чему по формуле (1) соответствует $v_{eff} = 10^9$ 1/s. Оценка показывает, что при этом d частотами v_D и v_{cr} и длиной L_e можно пренебречь. В этом случае $v_\tau = v_{eff}$ и получим $\ln(N_e/N_{e0}) = 11.3$. Положив, что это значение логарифма сохраняется при любом d , получим при $d = 10$ см, т.е., при $E = E_{cr}$, частоту $v_\tau \ll v_{cr}$. Отметим, что в соответствии с физикой явления пробоя постоянного тока отношение N_e/N_{e0} равно обратной величине коэффициента эмиссии электронов с катода γ [18]. Оцененное значение логарифма дает $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-5}$, что лежит в известном его диапазоне [18].

Таким образом, E_{cr} действительно характеризует минимально возможное $E_{br}(p)$, когда ионизация компенсирует только локальные потери электронов.

На рис. 3 в диапазоне $30 \lesssim E_{br} \lesssim 80$ кВ/см, где для рассматриваемых опытов справедлива формула (1), дана и расчетная зависимость $E_{br}(d)$. Она получена с учетом приведенных оценочных выражений и очевидно при $E = E_{br}$ равенства $v_{eff} = v_{cr} + v_\tau + v_D$. Оценки

показали, что во всем указанном диапазоне E_{br} частотой v_D по сравнению с v_{cr} или v_τ можно пренебречь. При $4 \cdot 10^{-2} \lesssim d \lesssim 3 \cdot 10^{-1}$ см практически выполняется условие $v_{eff} = v_\tau$, а в v_τ не нужно учитывать длину L_e . При этом справедлива формула $E_{br} = (1.88 \cdot 10^{19}/d)^{(1/4.34)}$, V/cm, где d имеет размерность см. При меньших d при расчете $E_{br}(d)$ поправка на L_e уже вводилась.

В работе [10] приводится значительное число экспериментальных данных по СВЧ пробое воздуха. По сравнению с пробоем в постоянном поле в СВЧ поле, как правило, нет дрейфового ухода электронов за границы области ионизации. В большинстве случаев из-за мощностных ограничений источников ЭМ поля СВЧ пробой воздуха осуществим лишь до $p \leq (100-200)$ Торр. Анализ приведенных в [10] данных показывает, что при СВЧ пробое в отсутствие диффузионного ухода электронов из области ионизации и достаточной длительности этого процесса, с ростом p отношение E/p выходит на установившееся значение. Оно соответствует $E_{cr} = (25-30)p$; V/cm.

В настоящее время считается, что значению E_{cr}/p физически соответствует баланс двух конкурирующих процессов: рождения электронов при прямой ионизации молекул воздуха, идущего с частотой v_i , и их гибели при диссоциативном прилипанию к молекулам кислорода, характеризующегося частотой v_a . Соответствующие расчеты нескольких авторов приведены на рис. 4 [13,18,19].

На рис. 4 зависимости $v_i/p = f(E/p)$ — резко растущие, а отношения v_a/p слабо зависят от E/p . Они пересекаются при значениях E/p в области (36–42) В/(см · Торр), что близко к эксперименталь-

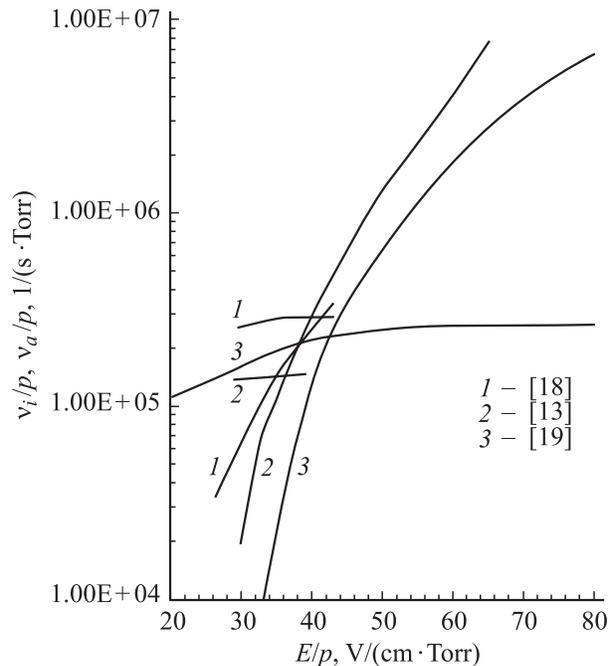
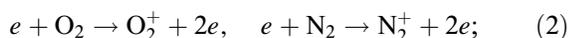


Рис. 4. Результаты расчетов частоты ионизации молекул воздуха и частоты диссоциативного прилипания электронов в нем в зависимости от давления воздуха и величины поля.

но фиксируемой области E_{cr}/p , имеющей диапазон (25–34) V/(cm · Torr). Этой близостью и объясняют правильность физической трактовки наличия в воздухе критического поля пробоя E_{cr} . И тем не менее столь небольшая разница теоретических и экспериментальных значений E/p по рис. 2 дает примерно десятикратную разницу в измеряемых v_{eff}/p .

Процессы, сопровождающие ионизацию в воздухе

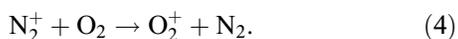
Как указывалось, при анализе электрического пробоя воздуха считают, что изменение концентрации N_e в нем определяется конкуренцией двух процессов: рождения электронов e при прямой ионизации ими молекул азота N_2 и кислорода O_2 с образованием положительных ионов N_2^+ и O_2^+



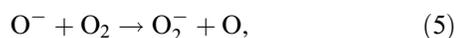
и потерь электронов в реакции диссоциативного прилипания к молекулам O_2 с образованием отрицательного иона O^- и атома O



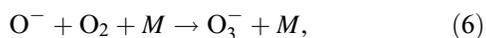
Причем, последующая быстрая перезарядка ионов приводит к доминированию в воздухе в процессе его пробоя ионов O_2^+ [20,21]



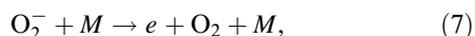
Однако более детальный анализ показывает, что в полях, соответствующих параметру $E/p \lesssim 35$ V/(cm · Torr), необходимо учитывать и реакции, изменяющие сорта отрицательных ионов:



и



характеризующиеся константами скорости k_{ch1} и k_{ch2} соответственно. Образованный при перезарядке отрицательный ион O_2^- при $E/p \approx (11-53)$ V/(cm · Torr) может эффективно разрушаться при столкновениях с нейтральными молекулами M [22]



что приводит к дополнительному увеличению N_e . Гибель же наиболее устойчивого из отрицательных ионов кислорода иона O_3^- в реакциях $O_3^- + O \rightarrow 2O_2 + e$ и $O_3^- + O \rightarrow O_2^- + O_2$ при типичных значениях концентраций атомов кислорода N_0 в начале процесса ионизации является процессом медленным. Константы скоростей этих реакций $3 \cdot 10^{10}$ cm³/s и 10^{-10} cm³/s соответственно [20].

Реакции (5) и (7) являются резкими функциями энергии ионов [22].

Так, константа скорости перезарядки в реакции (5) может быть аппроксимирована формулой

$$k_{ch1} \approx k_0(T_i/0.067)^4 \quad \text{с} \quad k_0 \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}, \quad (8)$$

где T_i — температура иона в eV. Из (8) следует, что k_{ch1} изменяется на четыре порядка величины в представляющем интерес для данной задачи диапазоне $E/p = (11-42)$ V/(cm · Torr). Температура ионов определяется по формуле Ванье [22]:

$$T_i = T + \frac{1}{3}(m_i + m)v_{dr}^2(1 + \Delta), \quad (9)$$

где m_i и m — масса иона и молекулы буферного газа, а Δ — малая поправка [22]. Константа же скорости отлипания в реакции (7) [22]

$$k_{det} = 2 \cdot 10^{-10} \exp(-4\Omega/T_{eff}) \frac{1 - \exp(-4\theta)}{1 - \exp \theta}; \quad \text{cm}^3/\text{s}, \quad (10)$$

где $\theta = \Omega(1/T - 1/T_{eff})$, $\Omega = 0.13$ eV и $T_{eff} = (m_i T + m T_i)/(m_i + m)$.

Константа скорости конверсии ионов в реакции (6) — весьма слабая функция E/p . Она изменяется (в чистом кислороде) от $k_{ch2} \sim 10^{-30}$ cm⁶/s при малых E/p до $k_{ch2} \sim 10^{-31}$ cm⁶/s при $E/p \sim 25$ V/(cm · Torr) [22]. Для определенности примем ее значение для дальнейших оценок $k_{ch2} = 2 \cdot 10^{-31}$ cm⁶/s.

Таким образом, при значениях E/p , при которых выполняется условие

$$k_{ch1}N_{O^-}N_{O_2} > k_{ch2}N_{O^-}N_{O_2}N \quad \text{или} \quad k_{ch1} > k_{ch2}N \quad (11)$$

в процессе пробоя воздуха эффективно происходит перезарядка иона O^- с образованием иона O_2^- и дальнейшее отлипание от последнего электрона. В результате в воздухе резко увеличивается концентрация N_e . В противном случае преобладает процесс конверсии ионов с образованием ионов O_3^- и последующая их рекомбинация с O_2^+ .

Из соотношения (11) по приведенным формулам и представленным в [22] для различных E/p данным по T_i можно получить значения E/N , при которых начинается эффективный процесс отлипания. В таблице для различных концентраций нейтралов N представлены рассчитанные значения E/N и соответствующие им E/p , при которых выполняется условие (11).

Из таблицы следует, что полученное пороговое значение E/p , например, при $p = 760$ Torr и комнатной T

N , 1/cm ³	T_i , eV	E/N ; 10^{-17} V · cm ² при $T = 293$ K	E/p ; V/(cm · Torr) при $T = 293$ K
$2.7 \cdot 10^{19}$	0.5	100	33.0
$2.7 \cdot 10^{18}$	0.29	70	23.0
$2.7 \cdot 10^{17}$	0.17	50	17.0

близко к известному $E_{cr}/p = 34 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$, характеризующему пробой воздуха в постоянном поле. Из нее также следует, что со снижением p рассчитанные пороговые E/p уменьшаются. Такой характер зависимости от p отношения E_{cr}/p прослеживается и в экспериментах по СВЧ пробое воздуха. Таким образом, условие (11), показывающее необходимость привлечения процессов отлипания для описания ионизации в воздухе, можно было бы отождествить с критерием пробоя воздуха в пространственно однородном и непрерывном электрическом поле.

Баланс электронов в плазме

Рассмотрим физическую ситуацию, когда ионизация воздуха происходит в условиях достаточно низких E/N , и выполняется условие противоположное (11). Но в то же время эффективность процессов трехтельного прилипания $e + \text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2$ значительно ниже диссоциативного, что имеет место при $E/p > (4-5) \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ (при давлении воздуха в диапазоне $15 < p < 900 \text{ Torr}$) [21,23]. Это условие ограничивает наше рассмотрение снизу по E/p .

В этом случае наработка электронов происходит за счет прямой ионизации, а гибель — за счет диссоциативного прилипания, т.е. уравнение электронного баланса пишется в виде

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = (v_i - v_a)N_e. \quad (12)$$

При $E/p = (7-35) \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$, когда $v_a > v_i$, оно имеет решение

$$N_e = N_{e0} e^{-(v_a - v_i)t}, \quad (13)$$

где N_{e0} — начальное значение электронной концентрации. Очевидно, что (13) показывает резкое уменьшение электронной концентрации при нарушении условия (11).

Рассмотрим теперь физическую ситуацию, когда разряд в воздухе находится в условиях, близких к пробойным. В этом случае запишем систему балансных уравнений для N_e , ионов O^- и O_2^- , обозначив их концентрации как N_{O^-} и $N_{\text{O}_2^-}$, соответственно.

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = (v_i - v_a)N_e + v_{\text{det}}N_{\text{O}_2^-}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial N_{\text{O}^-}}{\partial t} = v_a N_e - k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2}N_{\text{O}^-}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial N_{\text{O}_2^-}}{\partial t} = k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2}N_{\text{O}^-} - v_{\text{det}}N_{\text{O}_2^-}, \quad (16)$$

где v_{det} — частота отлипания в реакции (7).

Система уравнений (14)–(16) сводится к следующему уравнению для определения λ при ее решении вида $x = \exp(\lambda t)$:

$$\lambda^3 + (v_a + v_{\text{det}} + k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2} - v_i)\lambda^2 + [v_{\text{det}}k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2} + (v_a - v_i)(v_{\text{det}} + k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2})]\lambda - v_a v_{\text{det}}k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2} = 0. \quad (17)$$

При условии $k_{\text{ch1}}N_{\text{O}_2} \gg v_i, v_a, v_{\text{det}}$, которое означает, что перезарядка иона O^- с образованием иона O_2^- является самым быстрым процессом и происходит практически мгновенно, уравнение (17) сводится к уравнению второй степени относительно λ . Последнее имеет решение

$$N_e = N_{e0} e^{v_{\text{eff}}t}, \quad (18)$$

где

$$v_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{(v_i - v_a - v_{\text{det}})^2 + 4v_i v_{\text{det}}} + (v_i - v_a - v_{\text{det}})}{2}. \quad (19)$$

Рассмотрим асимптотики формул (18) и (19): при $t \rightarrow 0$ концентрация

$$N_e = N_{e0}(1 + v_{\text{eff}}t), \quad (20)$$

при $v_i \gg v_a$ для v_{eff} получается очевидное соотношение $v_{\text{eff}} \rightarrow v_i$; а при $v_i \ll v_a$

$$v_{\text{eff}} \rightarrow v_i \frac{v_{\text{det}}}{v_a}. \quad (21)$$

Конечно же, соотношение (21) имеет место только при выполнении критерия (11). Таким образом, эффективный процесс ионизации жестко связан с процессом отлипания электронов.

Интересно, что при $v_i = v_a$, т.е. при общепринятом значении порога ионизации $v_{\text{eff}} \rightarrow \sqrt{v_i v_{\text{det}}}$, т.е. значение v_{eff} отлично от нуля.

Заключение

Таким образом, показано, что небольшая разница измеряемого значения критического электрического поля пробоя E_{cr} , обеспечивающего в процессе ионизации компенсацию локальных потерь электронов в воздухе в неограниченном, однородном и непрерывном поле, с расчетным значением E_{cr} , полученным с учетом равенства темпов рождения электронов в ходе прямой ионизации молекул воздуха v_i и процесса их диссоциативного прилипания при взаимодействии с молекулами кислорода с образованием его отрицательных ионов v_a , дает существенную разницу в значении измеряемой эффективной частоты ионизации v_{eff} . Это несоответствие разрешается дополнительным учетом в ионизационном балансе электронов их отлипания от отрицательных молекул кислорода, получивших заряд в результате процесса перезарядки. С учетом процесса отлипания получена формула для v_{eff} в области значений полей, близких к E_{cr} . На основе количественных оценок делается предположение о физической интерпретации поля E_{cr} , как поля, при котором включается процесс перезарядки и отлипания, что приводит к резкому увеличению числа электронов в области ионизации. Такая интерпретация понятия E_{cr} приводит к выводу о зависимости величины E_{cr}/p от давления воздуха p , что допускает ее экспериментальную проверку.

Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74–68.
- [2] Вихарев А.Л., Гильденбург В.Г., Ким А.В. и др. // Сб. науч. тр. ИПФАН СССР „Высокочастотный разряд в волновых полях“. Горький, 1988. С. 41–135.
- [3] Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997. 320 с.
- [4] Herlin M.A., Brown S.B. // Phys. Rev. 1948. Vol. 74. N 11. P. 1650.
- [5] Geballe R., Harrison M.A. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. N 1.
- [6] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961. 323 с.
- [7] Sharfman W., Morita T. // Appl. Phys. 1964. Vol. 33. P. 2016.
- [8] Лунан Ю.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 11. С. 2321–2326.
- [9] Арманд Н.А., Перетрухин В.Д., Рогашков С.А., Яременко Ю.Г. // Сб. МРТИ АН СССР „Радиофизика“. М.: 1991. С. 122–134.
- [10] Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 211 с.
- [11] Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Сб. науч. тр. ИПФАН СССР „Высокочастотный разряд в волновых полях“. Горький, 1988. С. 9–40.
- [12] Maughan I.T., Fante R.L. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 13. P. 5362.
- [13] Гуревич А.В. // УФН. 1980. Т. 132. Вып. 4. С. 685–690.
- [14] Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. М.: Наука, 1980. С. 124.
- [15] Енохович А.С. Справочник по физике. М.: Просвещение, 1978. С. 205.
- [16] Справочник „Физические величины“ / Под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 547.
- [17] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. С. 170.
- [18] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [19] Дьяков А.Ф., Бобров Ю.К., Сорокин Ф.В., Юргеленас Ю.В. Физические основы электрического пробоя газов. М.: Изд-во МЭИ, 1999. 400 с.
- [20] Косый И.А., Костинский А.Ю., Матвеев А.А., Силаков В.П. // Тр. ИОФАН. Т. 47. М.: Наука, 1994. С. 37–57.
- [21] Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1974. 754 с.
- [22] Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. // Сб. „Химия плазмы“ / Под ред. проф. Б.М. Смирнова. М.: Энергоиздат, 1987. № 14. С. 227–255.
- [23] Александров Н.Л. // Сборник „Химия плазмы“ / Под ред. проф. Б.М. Смирнова. М.: Энергоиздат, 1981. № 8. С. 90–122.
- [24] Masek K., Ruzichka T., Laska L. // Czech. J. Phys. 1977. V 27. P. 888–898.
- [25] Александров Н.Л., Высикайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В. и др. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 1. С. 22–27.