

LASER SPARK – GAS BREAKDOWN DUE TO LASER RADIATION

Yu. P. RAIZER

The paper describes the discovery, experimental results and physical nature of gas breakdown due to very intensive optical radiation. The interaction mechanism of electrons in gas with electric field is explained in popular form.

Рассказывается об открытии, результатах экспериментов и физической природе явления пробоя газа в поле очень интенсивного светового излучения. В популярной форме разъясняется фундаментальный механизм взаимодействия электронов в газе с внешним электрическим полем.

ПРОБОЙ ГАЗОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ – “ЛАЗЕРНАЯ ИСКРА”

Ю. П. РАЙЗЕР

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный Московской обл.

ПРОБОЙ В ПОЛЯХ ДРУГИХ ЧАСТОТНЫХ ДИАПАЗОНОВ

Если к металлическим электродам, разделенным газовым промежутком, приложить достаточно высокое напряжение, в газе происходит чрезвычайно быстрая ионизация, в результате чего газ превращается в плазму, приобретая электрическую проводимость. Это явление называется электрическим пробоем газа. Как правило, пробой можно наблюдать невооруженным глазом, он сопровождается световой вспышкой, подчас весьма яркой. В зависимости от давления газа, расстояния между электродами, их конфигурации (то ли это параллельные плоскости, то ли хотя бы один из них представляет собой, скажем, острие) ионизация и вспышка могут охватить весь объем между электродами, а бывает, между электродами, подобно молнии, проскаакивает искра.

В любом случае пробой является результатом лавинной ионизации, которая начинается от небольшого числа случайных затравочных электронов. Они всегда рождаются в небольшом количестве от космических лучей и естественной радиоактивности. Электроны, ускоряясь электрическим полем, приобретают энергию, достаточную для отрыва электрона от молекулы или атома, и производят ионизацию, отдавая на это приобретенную энергию. От каждого энергичного электрона получается два медленных, они, в свою очередь, приобретают энергию от поля, ионизуют атомы, получается четыре и т.д. Так развивается электронная лавина, газ ионизируется до той или иной степени, которая зависит от многих причин, в частности от того, какой ток может пропустить внешняя цепь. Процессы ионизации всегда сопровождаются актами возбуждения атомов, которые высвечиваются и дают видимую вспышку. Механизм объемного (заполняющего весь объем между плоскими электродами) пробоя, который наблюдался и в прошлом веке, был понят в начале нашего. Механизм искрового (молниеподобного) пробоя, гораздо более сложный, стал понятен лишь несколько десятилетий спустя, однако в этом исключительно сложном явлении и сейчас остается много неясного.

Еще с конца прошлого века известен пробой газов под действием высокочастотных (ВЧ) полей мегагерцевого диапазона частот. После второй мировой войны с развитием радарной техники были созданы мощные источники излучения гигагерцевых частот (декиметровых—миллиметровых волн). Это излучение называют сверхвысокочастотным (СВЧ) или микроволновым.

Под действием достаточно интенсивного СВЧ-излучения газ также пробивается. Эффекты ВЧ- и СВЧ-пробоя активно изучались в конце 40-х — 50-е годы, да и позднее тоже.

ОТКРЫТИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

От миллиметровых СВЧ до субмикронных световых волн, казалось бы, не такой уж принципиальный разрыв, но открытие оптического пробоя в 1963 году было для физиков полнейшей неожиданностью. До изобретения лазеров наибольшие интенсивности света, которых можно было достичь фокусируя лучи даже самых мощных источников, были столь слабыми, что любое предположение о возможности такого пробоя казалось совершенно фантастическим. Даже после создания первого рубинового лазера в 1960 году мощность этого источника была далеко не достаточной, чтобы пробить газ световым излучением. Воздух оставался безучастным к лучу лазера, даже хорошо сфокусированному, как и в случае световых лучей любых других источников.

Только после создания оптических генераторов с модулированной добротностью, работающих в режиме гигантского импульса, когда максимальные мощности достигают десятков мегаватт, и притом в результате острой фокусировки таких мощных лучей, впервые удалось наблюдать оптический пробой. Этому не приходится удивляться, теперь мы знаем, что для пробоя газов на оптических частотах требуются колоссальные поля 1–10 МВ/см. Для сравнения укажем, что в постоянном электрическом поле, как, впрочем, и в ВЧ- и СВЧ-полях, атмосферный воздух пробивается при напряженности поля примерно 30 кВ/см. Применительно к случаю постоянного поля эта величина хорошо знакома всем, кто в лаборатории или на практике имеет дело с высокими напряжениями и должен остерегаться непредвиденных, часто опасных пробоев. Когда луч рубинового лазера, работающего в режиме гигантского импульса, пропустили через фокусирующую линзу, в воздухе в точке фокуса вспыхнула искра, как при обычном электрическом пробое разрядного промежутка. Об этом доложили на конференции в Париже в 1963 году Мейкер, Терхун и Сэвидж, и в то время это сообщение вызвало сенсацию.

Явление лазерной искры, как его часто называют, сразу же и надолго привлекло к себе внимание исследователей. Безусловно, это один из интереснейших эффектов в области взаимодействия интен-

сивного светового излучения с веществом. Кроме того, открытием оптического пробоя в физику газового разряда была вписана новая, быстро наполнившаяся и другими эффектами глава, которая получила естественное название “оптические разряды”.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Типичные параметры гигантских импульсов рубиновых и неодимовых лазеров умеренной мощности таковы: энергия в импульсе 1 Дж, длительность по полуширине 30 нс = $3 \cdot 10^{-8}$ с (1 наносекунда = $= 10^{-9}$ с), максимальная (пиковая) мощность 30 МВт. Это параметры самых первых, а ныне стандартных установок, которые теперь можно встретить во многих лабораториях. Сейчас созданы значительно более мощные лазеры, которые дают на много порядков большие мощности, но для наблюдения и изучения обычного оптического пробоя это даже не нужно, поэтому расскажем об экспериментах с лазерами указанных параметров. При фокусировке типичного лазерного импульса линзой с фокусным расстоянием f порядка нескольких сантиметров излучение собирается в кружок радиуса $r \approx 10^{-2}$ см. Максимальная плотность потока энергии (интенсивность) излучения в фокусе составляет при этом $S = 10^5$ МВт/см², а среднеквадратичное электрическое поле в световой волне $E \approx 6$ МВ/см. Поле связано с интенсивностью соотношением

$$E = \sqrt{4\pi S/c} = 19\sqrt{S[\text{Вт}/\text{см}^2]} \text{ В/см.}$$

Для экспериментального определения порогов пробоя при разных условиях лазерный луч фокусируют внутрь камеры, которую можно наполнять различными газами при разных давлениях, как правило высоких, потому что для оптического пробоя разреженного газа требуются чрезмерно высокие лазерные мощности. Пробой регистрируется просто по появлению видимой вспышки, выраженной крайне резко: стоит чуть-чуть понизить мощность, как ничего не происходит. Именно поэтому и говорят о пороге пробоя. При повышении мощности над пороговым значением вспышка становится все более и более сильной. Путем вытягивания и регистрации рожденных при пробое зарядов при помощи пары электродов, к которым приложено небольшое постоянное напряжение 100–200 В, установлено, что в условиях, близких к порогу оптического пробоя, в области фокуса линзы рождается примерно 10^{13} электронов. Эту цифру можно рассматривать как количественный критерий пробоя (в смысле возникновения видимой невооруженным глазом вспышки).

При повышении давления порог пробоя понижается (рис. 1), но так происходит только до известного предела. Когда проверили пороги в очень широком диапазоне давлений вплоть до $p \approx 1000$ атм, оказалось, что пороги имеют минимум и начиная с ка-

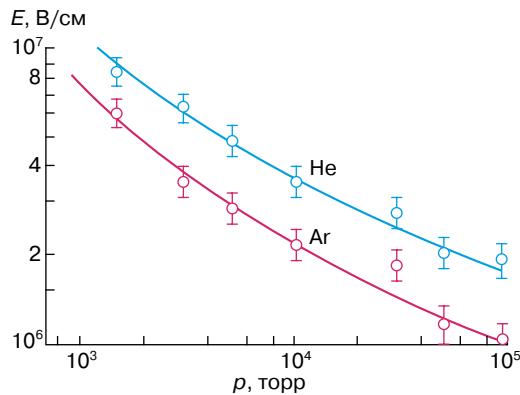


Рис. 1. Пороги пробоя Ar и He излучением рубинового лазера (длительность импульса 30 нс, диаметр фокуса 0,2 мм)

кого-то определенного для каждого газа (и каждой лазерной частоты) давления, напротив, возрастают с ростом p (рис. 2). В этом, как и во многих других отношениях, оптический пробой имеет много общего с СВЧ-пробоем, для которого зависимость порогового поля от давления также имеет минимум (рис. 3). Правда, в СВЧ-диапазоне минимумы лежат не при сотнях атмосфер, как в оптическом, а при 10^{-3} атм, и это, как мы увидим, имеет ясное физическое объяснение.

Очень важным и для экспериментов и для практических приложений является вопрос о пробое атмосферного воздуха излучением CO₂-лазера (его длина волны $\lambda_{\text{CO}_2} = 10,6$ мкм относится к далекой инфракрасной области спектра, тогда как у неодимового лазера $\lambda_{\text{Nd}} = 1,06$ мкм – к ближней инфракрасной, а у рубинового $\lambda_{\text{Rb}} = 0,694$ мкм – к видимой). Порог пробоя неочищенного воздуха излучением

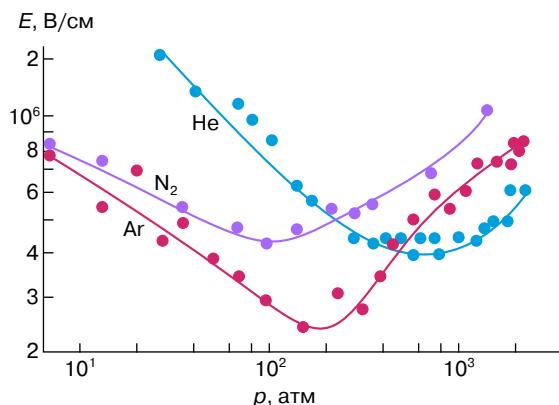


Рис. 2. Пороги пробоя Ar, He, N₂ излучением рубинового лазера в широком диапазоне давлений (длительность импульса 50 нс, диаметр фокуса 0,1 мм)

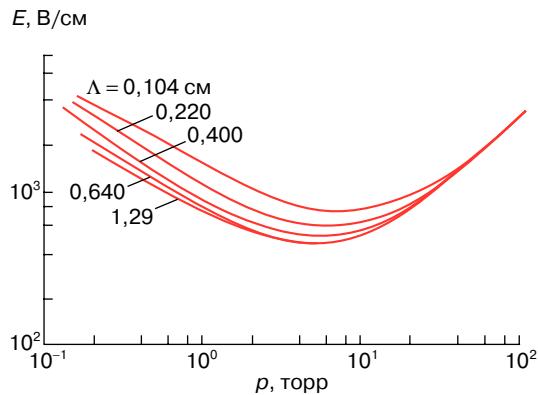


Рис. 3. Пороги пробоя атмосферного воздуха СВЧ-излучением частоты 9,4 ГГц. Λ – величина, в несколько раз меньшая характерных размеров сосуда, в котором происходит пробой

CO₂-лазера, $2 \cdot 10^3$ МВт/см², на два порядка ниже, чем для рубинового, 10^5 МВт/см²; для очищенного выше, 10^4 МВт/см². Зависимость порога пробоя CO₂-лазером от давления также проходит через минимум, но лежит этот минимум примерно при 15 атм.

ЗАТРАВОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ ДЛЯ ЛАВИНЫ

Существенное различие порогов пробоя чистого и запыленного воздуха излучением CO₂-лазера прямым образом связано с проблемой первичных электронов. При пробое в обычных полях такая проблема не возникает, так как в воздухе всегда появляются электроны, рожденные космическими лучами, в количестве порядка $10-10^2$ в 1 см³ в 1 секунду. В случае оптического пробоя такая проблема стоит остро, поскольку появление случайного электрона в крохотном объеме фокуса порядка 10^{-5} см³ в заданный кратчайший промежуток времени, исчисляемый наносекундами, практически исключено. Значит, лазерный луч пробивающей интенсивности должен себе создавать затравочные для лавины электроны сам.

В случае рубинового и неодимового лазеров это происходит в результате одновременного поглощения нескольких фотонов атомами либо основного газа, либо примесных частиц с более низкими потенциалами ионизации. Энергия кванта рубинового лазера $\hbar\omega_{\text{Rb}} = 1,78$ эВ, а потенциал ионизации, скажем, аргона $I_{\text{Ar}} = 15,8$ эВ, то есть для отрыва электрона требуется 9 квантов. Такого рода события хотя и очень редко, но все же происходят. Для CO₂-излучения $\hbar\omega_{\text{CO}_2} = 0,117$ эВ, то есть потребовалось бы одновременное поглощение 135 квантов, что совершенно невероятно. Именно поэтому в данном случае столь велика роль пылинок в загрязненном воздухе, которые разогреваются в поле излучения, испаряются и частично ионизируются. Пороги пробоя воздуха излучением рубинового или неодимо-

вого лазеров от степени его чистоты практически не зависит, что является свидетельством в пользу многофотонного механизма первичной ионизации. Вместе с тем вероятность таких событий столь мала, что не может быть и речи о том, чтобы многофотонным механизмом рождались все электроны при пробое газов обычными гигантскими импульсами. Механизмом пробоя является именно лавинная ионизация атомов электронным ударом.

НАБОР ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОМ В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ПОЛЕ

Чтобы ионизовать атом, электрон должен приобрести от поля энергию, равную как минимум потенциалу ионизации I . Строго говоря, при излучении в видимом диапазоне (рубиновый лазер) этот процесс имеет квантовый характер. Однако, как мы увидим ниже, с определенными оговорками его можно описать и на основе простых классических (некvantовых) представлений, и это дает правильные результаты. Поэтому рассмотрим, как электрон набирает энергию в поле электромагнитной волны. Как показывают оценки, амплитуда колебаний электрона в световом поле гораздо меньше длины волны, поэтому, рассматривая осцилляции электрона под действием переменного электрического поля волны, последнее можно считать однородным в пространстве и осциллирующим только во времени: $E(t) = E_0 \sin \omega t$.

Под действием электрической силы (магнитная мала) электрон совершает вынужденные колебания на фоне поступательного движения с какой-то скоростью. В результате рассеяния при упругих столкновениях с атомами направления движения электрона каждый раз изменяются резко и случайным образом, поэтому поступательное движение является хаотическим. Фиксируя внимание на неком “среднем” электроне, то есть усредняя движение всех электронов, можно исключить из рассмотрения хаотическое движение, средний вектор скорости которого равен нулю, и составить уравнение движения для чисто колебательной скорости V .

Она меняется во времени под действием электрической силы $-eE(t)$ и в результате потери направленного импульса в актах рассеяния. В случае изотропного закона рассеяния электрон при столкновении в среднем теряет свой импульс mV полностью, значит, в 1 секунду он теряет в среднем mV_c , где $v_c = N\bar{v}\sigma_c$ — частота упругих столкновений, N — плотность атомов, \bar{v} — средняя скорость хаотического движения, которая обычно много больше колебательной; σ_c — эффективное сечение рассеяния. При неизотропном законе рассеяния следует пользоваться так называемым транспортным сечением $\sigma_{tr} = \sigma_c(1 - \cos\theta)$, где $\cos\theta$ — средний косинус угла рассеяния, и соответствующей эффективной частотой столкновений $v_m = N\bar{v}\sigma_{tr}$, которые мало отличаются от σ_c и v_c . Уравнение колебательного движения

электрона с учетом указанных потерь и импульса в среде (трения)

$$m \frac{dV}{dt} = -eE_0 \sin \omega t - mVv_m \quad (1)$$

легко интегрируется и дает

$$V = \frac{eE_0}{m\sqrt{\omega^2 + v_m^2}} \cos(\omega t + \varphi), \quad \varphi = \arctg \frac{v_m}{\omega}. \quad (2)$$

При отсутствии столкновений, при $v_m = 0$, электрон колебается с амплитудами скорости $u = eE_0/(m\omega)$ и смещения $a = eE_0/(m\omega^2)$. Столкновения мешают электрону приобрести полный размах колебаний, так как каждый раз, “недобрав” полные амплитуды u и a , электрон резко меняет направление своего движения и начинает раскачиваться заново. Поэтому амплитуды скорости и смещения при увеличении частоты столкновений уменьшаются.

За одну секунду поле совершает над электроном работу

$$\langle -eE(t)V \rangle = -\frac{e^2 E_0^2}{m\sqrt{\omega^2 + v_m^2}} \langle \sin \omega t \cos(\omega t + \varphi) \rangle,$$

где знаком $\langle \cdot \rangle$ обозначено усреднение по времени, то есть за период колебаний. Эта работа идет на увеличение кинетической энергии электрона ϵ , в основном энергии его хаотического движения, которая скоро становится гораздо больше энергии колебательного движения $\langle mV^2/2 \rangle$. Проделывая с помощью формулы (2) для φ операцию усреднения, найдем скорость набора энергии в осциллирующем поле

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2}{m(\omega^2 + v_m^2)} v_m = \Delta\epsilon v_m, \quad (3)$$

где $E = E_0/\sqrt{2}$ — среднеквадратичное электрическое поле в волне. Особенно нагляден смысл этого выражения в предельном случае высоких частот и не слишком высоких давлений газа, когда $\omega^2 \gg v_m^2$. Именно такова ситуация в оптическом диапазоне излучения при атмосферном давлении, когда $\omega \sim 10^{14}-10^{15}$ рад/с, а $v_m \sim 10^{11}-10^{12}$ с⁻¹. В одном эффективном столкновении электрон приобретает от поля энергию

$$\Delta\epsilon \approx \frac{e^2 E^2}{m\omega^2},$$

по порядку величины равную средней энергии колебаний $mv^2/4$. Именно такая порция энергии каждый раз переходит в электронное “тепло”, то есть в энергию хаотического движения электронного газа, и это естественно, ибо после каждого столкновения ранее приобретенная колебательная энергия электрона хаотизируется и он начинает раскачиваться заново.

И здесь мы подходим к одному из самых замечательных моментов в этом процессе, в котором с большой наглядностью проявляется глубокая параллель между классической и квантовой трактовками одних и тех же физических явлений. Дело в том, что, подставив цифры в формулу для $\Delta\varepsilon$ — пробивающее поле E и частоту ω световой волны, увидим, что величина $\Delta\varepsilon$ в десятки раз меньше энергии светового кванта $\hbar\omega$. Но в индивидуальном акте (в данном случае акте упругого столкновения с атомом) электрон не может обмениваться с электромагнитным полем энергией, меньшей чем квант излучения. Подчеркнем, что подобное противоречие возникает только при оптическом пробое. Например, при СВЧ-пробое из-за малости частоты ω электрон приобретает при столкновении порцию $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega$, так что никаких проблем с применением классики нет.

Рассматривая процесс набора энергии электроном в поле световой волны с квантовых позиций (электрон поглощает и вынужденно испускает световые кванты при столкновениях с атомами), можно показать, что средняя скорость набора энергии в поле фотонов выражается той же формулой (3), где поле E связано с плотностью потока фотонов F естественным соотношением $F = cE^2/(4\pi\hbar\omega)$. Формула оказывается справедливой не при жестком условии, что среднее приобретение энергии при столкновении $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega$, а при более мягком условии, что сама средняя энергия $\varepsilon \gg \hbar\omega$. Но средняя энергия электронного спектра при пробое сравнима с потенциалом ионизации, иначе ионизационный процесс не мог бы протекать столь быстро. Потенциал ионизации составляет, как мы видели, много квантов, поэтому неравенство $\varepsilon \gg \hbar\omega$ в самом деле можно считать выполненным.

Ясно, как следует трактовать этот довольно неожиданный результат — условие приближенной классичности процесса $\varepsilon \gg \hbar\omega$ вместо $\Delta\varepsilon \gg \hbar\omega$. Разумеется, электрон обменивается с полем только целыми квантами $\hbar\omega$. Но если оказалось, что средняя передача энергии в одном акте $\Delta\varepsilon$ составляет, например, $\hbar\omega/100$, то это означает, что в 99 актах электрон не приобретает ничего, а в каждом сотом столкновении (в среднем) приобретает сразу большую порцию $\hbar\omega = 100\Delta\varepsilon$. Такая статистическая трактовка результатов классической теории является органичной ступенькой к квантовым представлениям.

ПОРОГИ ПРОБОЯ И ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ДАВЛЕНИЯ

С помощью формулы (3) можно сделать простейшую оценку порогового поля и прояснить его зависимость от давления, объяснить существование минимума на рис. 2 и 3. Чтобы ионизовать атом, электрон должен набрать энергию I . Согласно (3), если бы не было никаких процессов, замедляющих

рост энергии электронов, для этого потребовалось бы время $\tau_E = I/(d\varepsilon/dt)$. В действительности, когда энергия ε вырастает до потенциала возбуждения атома E^* , который для инертных газов, как и для атомарного водорода, составляет примерно $(3/4)I$, электрон может с большой вероятностью возбудить атом и потерять свою энергию. Тогда ему придется снова проделывать весь путь от малой энергии до E^* и дальше, пока не удастся проскочить опасную зону энергий между E^* и I . С той или иной вероятностью α ему это всегда удается сделать, причем чем сильнее поле, то есть чем быстрее электрон набирает от него энергию, тем эта вероятность больше. Таким образом, реальное время, необходимое для совершения акта ионизации, грубо говоря, равно $\tau_i = \tau_E/\alpha$. Собственно, так и происходит в полях не слишком больших частот, причем вероятность α может быть порядка 10^{-2} и даже меньше.

Однако в случае рубинового лазера, кванты которого сравнительно велики (1,78 эВ), электрон может освободиться из возбужденного атома в результате одновременного (многофотонного) поглощения сравнительно небольшого числа квантов. Например, в аргоне, где $I - E^* \approx 4,3$ эВ, достаточно одновременного поглощения трех квантов. В сильных световых полях такие события в общем происходят не очень редко. Таким образом, возбуждение атома не оборачивается потерей энергии. Тогда $\alpha \sim 1$ и частота ионизации атомов электронами равна по порядку величины

$$v_i \approx \tau_E^{-1} \approx \frac{e^2 E^2 v_m}{m(\omega^2 + v_m^2) I}. \quad (4)$$

Электронная лавина, начинающаяся от N_0 электронов, вырастает до N электронов в соответствии с законом размножения

$$\frac{dN}{dt} = v_i N, \quad N = N_0 \exp(v_i t). \quad (5)$$

Как следует из эксперимента, пробой случается, если рождается $N_k \sim 10^{13}$ электронов, и это должно произойти за время τ лазерного импульса. Отсюда получаем критерий пробоя (его называют нестационарным):

$$v_i(E_i) = \tau^{-1} \ln \frac{N_k}{N_0}, \quad (6)$$

которым определяется пробивающее световое поле E_i . Критерий малочувствителен к не слишком определенным величинам N_k и N_0 , поскольку они стоят лишь под знаком логарифма. Можно положить $N_0 = 1$, $N_k = 10^{13}$, то есть посчитать, что в электронной лавине за время импульса должно родиться $\ln 10^{13}/\ln 2 \approx 40$ поколений электронов. Иначе говоря, при более или менее определенной длительности лазерного импульса, скажем $3 \cdot 10^{-8}$ с, интенсивность излучения должна обеспечить определенную частоту ионизации $v_i \approx 10^9$ с⁻¹, и тогда в газе произойдет пробой. Оценка E_i с помощью формул (4),

(6) дает правильный порядок величины. Более строгая теория, которая основана на тех же принципах, но учитывает многие дополнительные факторы, включая потери энергии на возбуждение атомов, позволяет добиться неплохого количественного согласия с различными экспериментами.

Теперь легко понять причину характерной зависимости порогового поля $E = E_t$ от давления. Согласно (4) и в соответствии с критерием пробоя $v_i \approx \text{const}$

$$E_t \sim \left(\frac{\omega^2 + v_m^2}{v_m} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Но частота столкновений v_m пропорциональна плотности газа, то есть $v_m \approx \text{const} \cdot p$, откуда и следует минимум функции $E_t(p)$. Минимум E_t лежит при давлении, удовлетворяющем условию $\omega = v_m$. Чем выше частота поля, тем при более высоких давлениях расположен минимум. Оценка по этой простой формуле дает хорошее согласие с измерениями как для оптического, так и для СВЧ-диапазонов. Вытекающий из (7) закон подобия $S_t \sim E_t^2 \sim \omega^2$ для пороговой интенсивности пробоя атмосферного воздуха излучениями различных лазеров (Rb, Nd, CO₂, HF, DF), для которых $\omega^2 \gg v_m^2$, выполняется вполне

удовлетворительно. Более подробно со всеми вопросами, связанными с явлениями лазерной искры, можно познакомиться в книгах [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзера Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
2. Райзера Ю.П. Физика газового разряда. 2-е изд. М.: Наука, 1992.

* * *

Юрий Петрович Райзера, доктор физико-математических наук, профессор Московского физико-технического института, зав. лабораторией Института проблем механики РАН, академик Российской академии естественных наук. Лауреат Ленинской премии и Международной премии Пеннинга по физике ионизованных газов. Область научных интересов: физическая газодинамика, газовые разряды, взаимодействие лазерного излучения с плазмой. Автор более 170 статей, пяти монографий и трех изобретений.