

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.56

## ЛАЗЕРНАЯ ИСКРА В ГАЗАХ

Г. В. Островская, А. Н. Зайдель

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	579
2. Пробой газов под действием лазерного излучения . . . . .	580
а) Порог пробоя (580). б) Многофотонная ионизация (581). в) Лавинная ионизация (582). г) Зависимость порога пробоя от давления (584). д) Зависимость порога пробоя от сорта газа (585). е) Зависимость порога пробоя от частоты излучения (586). ж) Зависимость порога пробоя от размеров фокального объема (586). з) Зависимость порога пробоя от модового состава лазерного излучения (587). и) Зависимость порога пробоя от длительности лазерного импульса (587). к) Пробой газа пикосекундными импульсами (588).	
3. Развитие плазмы в период воздействия на нее лазерного излучения . . . . .	589
а) Гидродинамический механизм (589). б) Механизм волны пробоя (591). в) Радиационный механизм (592). г) Распространение плазмы под действием ponderomotive сил (592). д) Экспериментальные исследования динамики распространения границ плазмы (592). е) Измерение температуры (594). ж) Измерение электронной концентрации (594). з) Особенности развития лазерной искры, образованной импульсами пикосекундной длительности (595). и) Лазерная искра, образованная при фокусировании излучения лазеров на $\text{CO}_2$ (596). к) Лазерная искра в режиме «медленного горения» и постоянно горящий оптический разряд (597). л) Лазерное излучение, рассеянное лазерной искрой (598). м) Самофокусировка (599).	
4. Поздние стадии развития лазерной искры . . . . .	602
а) Распространение ударной волны (602). б) Отрыв фронта ударной волны от светящейся области (603). в) Ореол ионизации (604). г) Измерение электронной концентрации (604). д) Измерение температуры плазмы (605). е) Измерение концентрации тяжелых частиц в плазме (606).	
5. Прикладные исследования . . . . .	607
а) Получение высокотемпературной плазмы (607). б) Взаимодействие плазмы лазерной искры с магнитными полями (608). в) Некоторые схемы получения лазерной искры (609). г) Гипертермический электрический разряд лазерной искрой и другие применения (610).	
Цитированная литература . . . . .	610

## НИЕ

При фокусировании излучения достаточно мощных лазеров на поверхности твердой мишени или в объеме, загрязненном газом, возникает горячая и плотная плазма. Интерес к ее исследованию обусловлен как стремлением получить рекордные значения температуры (вплоть до термоядерной) и электронной концентрации, так и возможностью наблюдения большого числа очень интересных явлений, связанных с взаимодействием излучения высокой мощности с плазмой. Здесь будут рассмотрены только работы, связанные с исследованием плазмы, возникающей при фокусировании лазерного излучения в газах. В литературе такого рода плазму называют «лазерной искрой».

Первое сообщение о наблюдении пробоя газов лазерным лучом было сделано Мейкером и др. в 1963 г.<sup>1</sup> Детальный анализ теоретических и экспериментальных работ, выполненных до середины 1965 г., содержится в обзоре Райзера<sup>2</sup>. Если к моменту его публикации общее число работ, посвященных пробоям газов излучением лазеров, составляло около 40, то к настоящему времени число публикаций по этому вопросу превысило 400. (Библиографию и обзор работ, выполненных до 1968 г., см. в<sup>3</sup>.) В первых работах были заложены основные представления о механизме возникновения пробоя и взаимодействии лазерного излучения с плазмой. В дальнейшем большое число теоретических и экспериментальных работ было посвящено более детальному анализу этих процессов. Наряду с этим в результате прогресса лазерной техники существенно расширился диапазон экспериментальных условий, в которых изучался пробой газов излучением лазеров. Если в первых работах лазерная искра получалась с помощью импульсов излучения рубинового ( $\lambda = 0,6943 \text{ мкм}$ ) и неодимового ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ) лазеров длительностью в несколько десятков наносекунд, то в настоящее время для получения лазерной искры используется излучение в диапазоне длин волн от  $0,26 \text{ мкм}$  (4-я гармоника излучения неодимового лазера) до  $10,6 \text{ мкм}$  (излучение лазера на  $\text{CO}_2$ ). Лазерная искра получается с помощью импульсов длительностью от нескольких пикосекунд до нескольких миллисекунд; для поддержания плазмы используется также излучение мощных лазеров, работающих в непрерывном режиме.

Расширение диапазона экспериментальных условий, при которых исследуется пробой газов лазерным излучением, не только содействовало более глубокому пониманию механизмов взаимодействия излучения с газами и плазмой, но и позволило наблюдать ряд новых явлений, в частности самофокусировку лазерного излучения в процессе пробоя.

Настоящий обзор охватывает работы, опубликованные до конца 1971 г. Наибольшее внимание будет уделено работам, выполненным после опубликования обзора Райзера<sup>2</sup>.

## 2. ПРОБОЙ ГАЗОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**а) П о р о г п р о б о я.** При интенсивности излучения, превышающей некоторую пороговую величину, в газе возникает пробой, сопровождающийся поглощением значительной части энергии лазерного импульса и образованием высокоионизованной горячей плазмы. Пробой сопровождается яркой вспышкой и характерным звуком, напоминающим искровой разряд. Порог пробоя зависит от сорта газа, его давления, длины волны излучения, длительности лазерного импульса и условий его фокусировки.

Обычно порог пробоя характеризуют пороговой плотностью светового потока  $I_{\text{пор}}$  или пороговой плотностью потока фотонов  $F_{\text{пор}} = I_{\text{пор}}/h\nu$ , а также критической напряженностью электрического поля  $E_{\text{пор}} = (4\pi I_{\text{пор}}/c)^{1/2}$  ( $c$  — скорость света). Если измерять  $I_{\text{пор}}$  в  $\text{вт/см}^2$ , а  $E_{\text{пор}}$  в  $\text{в/см}$ , то связь между  $E_{\text{пор}}$  и  $I_{\text{пор}}$  можно записать в виде  $E_{\text{пор}} = 19(I_{\text{пор}})^{1/2}$ .

Пороги пробоя большинства газов при давлениях, близких к атмосферному, для импульсов излучения рубинового лазера длительностью в несколько десятков наносекунд составляют величины порядка  $10^{29}$ — $10^{30}$  фотонов/см<sup>2</sup>·сек ( $10^{10}$ — $10^{11}$  вт/см<sup>2</sup>).

Резкое увеличение поглощения лазерного излучения газом происходит в результате его ионизации в поле световой волны. Имеются два процесса, которые могут объяснить ионизацию при фокусировании интенсивного светового пучка в газе, — это многофотонная и лавинная ионизация. Первый процесс может происходить независимо от наличия свобод-

ных электронов в фокальной области, в то время как для начала лавинной ионизации необходим хотя бы один затравочный электрон.

б) **Многофотонная ионизация.** Поскольку энергии ионизации большинства газов имеют величины 10—20 эв, что намного превышает энергию одного кванта излучения рубинового и неодимового лазеров (1,78 и 1,18 эв соответственно), то для ионизации атомов необходимо одновременное поглощение нескольких квантов. Такой процесс получил название многофотонной ионизации. Процесс ионизации атома в поле интенсивной световой волны можно рассматривать также как непосредственное вырывание электрона из атома под действием переменного электрического поля.

Теории многофотонной ионизации посвящено большое количество работ (см., например, <sup>4-14</sup>). Не останавливаясь на их изложении, приведем основные соотношения, характеризующие зависимость порога многофотонной ионизации от условий эксперимента.

Число квантов, необходимое для ионизации атома, очевидно равно

$$n = \left\langle \frac{U_i}{h\nu} + 1 \right\rangle, \quad (1)$$

где  $U_i$  — энергия ионизации,  $h\nu$  — энергия кванта, а  $\langle \dots \rangle$  означает целую часть от заключенной в скобки величины. Вероятность одновременного поглощения  $n$  квантов пропорциональна  $n$ -й степени светового потока:

$$w = AF^n. \quad (2)$$

Полное число актов ионизации  $N_e$  пропорционально концентрации атомов  $n_a$ , длительности лазерного импульса  $\Delta t$  и объему фокальной зоны  $V$ :

$$N_e = An_a \Delta t VF^n. \quad (3)$$

Считая, что пробой происходит при достижении некоторой критической величины  $N_{e, \text{кр}}$ , для пороговой плотности потока фотонов получим

$$F_{\text{пор}} = \left( \frac{N_{e, \text{кр}}}{An_a \Delta t V} \right)^{1/n}. \quad (4)$$

Таким образом,  $F_{\text{пор}}$  сравнительно слабо зависит от исходной плотности газа, длительности лазерного импульса и размеров фокальной области.

Детальные квантовомеханические расчеты вероятности многофотонной ионизации с учетом не только начального и конечного, но и промежуточных энергетических состояний атома выполнены Голдом и Бейббом <sup>7, 8</sup>. Ими показано, что вероятность ионизации резко возрастает, если энергии возбуждения одного из промежуточных состояний близка к энергии целого числа квантов ( $E_{\text{возб}} = m h \nu$ ). Согласно приведенным в работах <sup>7, 8</sup> расчетным данным, пороговые мощности пробоя, обусловленные многофотонной ионизацией, для водорода и инертных газов при давлении, близком к атмосферному, и длительности импульса рубинового лазера  $\approx 10$  нсек составляют  $10^{30} - 10^{32}$  фотонов/см<sup>2</sup>·сек, что на 1—2 порядка выше измеренных порогов пробоя. В то же время потоки, необходимые для отрыва одного электрона в фокальном объеме, по порядку величины совпадают с экспериментально измеренными порогом пробоя. Таким образом, многофотонная ионизация при данных условиях может обеспечить лишь появление первичных затравочных электронов. Дальнейшее увеличение их числа происходит в результате лавинной ионизации.

Слабая зависимость порогового потока от плотности газа ( $F_{\text{пор}} \sim n_a^{1/n}$ ) приводит к тому, что даже ничтожные концентрации легко ионизирующихся примесей могут приводить к появлению затравочных электронов. Так, в работе <sup>15</sup> непосредственно наблюдалась многофотонная ионизация

остаточного газа в вакуумной камере. При давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. за время импульса образовывалось несколько десятков электронов.

Для того чтобы наблюдать многофотонные процессы в чистом виде, нужно исключить процессы лавинной ионизации. Для этого достаточно уменьшить давление газа до таких величин, чтобы длина свободного пробега электронов была больше размеров фокального объема. Лазерная искра при этом не возникает, но образуется значительное количество ионов, измеряя число которых можно экспериментально оценить вероятность многофотонных процессов. Такого рода исследования проводились в работах <sup>16-22</sup>.

В соответствии с (3) число образующихся ионов ( $N_i \approx N_e$ ) пропорционально  $F^n$ . По наклону графика функции  $\lg N_i = f(\lg F)$  можно определить число одновременно поглощаемых квантов  $n$ . Во всех случаях экспериментально измеренное число  $n_{\text{эксп}}$  оказалось на несколько единиц меньше, определенного по формуле (1). Уменьшение числа квантов, необходимых для ионизации, может происходить за счет размытия верхних уровней атома в сильных электромагнитных полях <sup>23</sup>. К тому же эффекту может привести размытие промежуточных уровней, что увеличивает вероятность квазирезонансных переходов <sup>24</sup>.

**Л а в и н н а я и о н и з а ц и я.** Первичные электроны, образовавшиеся в результате многофотонной ионизации, поглощают световые кванты при столкновениях с нейтральными атомами. Энергия электрона возрастает до значений, несколько превышающих энергию ионизации. После этого электрон с большой вероятностью ионизует атом, в результате чего появляются два электрона, и процесс начинается сначала. Количество электронов возрастает по экспоненциальному закону:

$$N_t = N_0 e^{\gamma t} = N_0 2^{t/\tau}; \quad (5)$$

здесь  $\gamma = (1/\tau) \ln 2$  — постоянная развития лавины, а  $\tau$  — время удвоения числа электронов.

Конечное число электронов очень сильно зависит от постоянной развития лавины, которая в свою очередь зависит от напряженности электромагнитного поля. Этим объясняется пороговый характер процесса. Порог пробоя определяется из условия, что за время импульса  $\Delta t$  полное количество электронов достигает некоторой критической величины  $N_{\text{кр}}$ . Тогда

$$\gamma_{\text{кр}} = \frac{1}{\Delta t} \ln \frac{N_{\text{кр}}}{N_0} \quad (6)$$

Теории лавинной ионизации посвящены работы <sup>25-5</sup>. Не останавливаясь на изложении этих работ (анализ работ, выполненных до 1965 г., дан в обзоре Райзера <sup>2</sup>), приведем основные соотношения, характеризующие процесс лавинной ионизации.

Скорость нарастания энергии электрона в поле электромагнитного излучения дается соотношением

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2}{m} \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} = \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} I; \quad (7)$$

здесь  $\nu_{\text{eff}} = n_a v \sigma_{\text{tr}}$  — эффективная частота соударений,  $n_a$  — концентрация атомов,  $v$  — скорость электрона,  $\sigma_{\text{tr}}$  — транспортное сечение,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $E$  и  $\omega$  — напряженность и частота поля,  $I$  — плотность светового потока. При не слишком больших плотностях газа, когда  $\nu_{\text{eff}} \ll \omega$ ,

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{\nu_{\text{eff}}}{\omega^2} I. \quad (8)$$

Время удвоения числа электронов  $\tau$  можно определить из условия, что за это время электрон набирает энергию, равную энергии ионизации атома:

$$U_i = \int_0^{\tau} \frac{d\varepsilon}{dt} dt \approx \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{v_{\text{eff}}}{\omega^2} I \tau, \quad (9)$$

откуда

$$\gamma = \frac{4\pi (\ln 2) e^2 v_{\text{eff}} I}{mc U_i \omega^2}. \quad (10)$$

Пороговую интенсивность найдем, приравнявая значение  $\gamma$  из (10) величине  $\gamma_{\text{кр}}$  (6):

$$I_{\text{пор}} = \frac{mc U_i \omega^2 \ln(N_{\text{кр}}/N_0)}{4\pi (\ln 2) e^2 n_a v \sigma_{\text{tr}} \Delta t}. \quad (11)$$

Для импульсов рубинового лазера наносекундной длительности расчетные значения пороговых интенсивностей находятся в разумном согласии с экспериментальными величинами порогов пробоя.

Следует отметить, что скорость нарастания лавины может уменьшиться за счет потерь энергии электроном при упругих и неупругих соударениях, а также за счет диффузии электронов из фокальной области и за счет рекомбинационных процессов.

Неупругие соударения, приводящие к возбуждению атомов, могут как замедлять, так и ускорять развитие лавины. В больших световых полях возбужденные атомы и молекулы с большой вероятностью ионизируются, что приводит к ускорению развития лавины<sup>28, 29</sup>. Однако в полях меньшей интенсивности атомы теряют энергию возбуждения в виде излучения. Роль таких потерь особенно существенна при пробое газов длинноволновым излучением (например, излучением неодимового лазера и лазера на  $\text{CO}_2$ ). Учет такого рода потерь приводит к появлению дополнительного множителя в (10), соответствующего вероятности прохождения электроном зоны возбуждения<sup>25</sup>. Вопрос о роли возбуждения колебательных уровней при пробое молекулярных газов рассмотрен в работе<sup>35</sup>. Учет торможения электронов на колебательных уровнях приводит к более слабой, чем в (11), зависимости порога пробоя от давления и длительности лазерного импульса.

Расчет лавинной ионизации с учетом диффузионных и рекомбинационных потерь выполнен в работах<sup>30, 31, 36, 37</sup>. Рост концентрации электронов в этом случае описывается ур. ~~переноса~~

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\gamma - \gamma_a) n_e + D \nabla^2 n_e - \alpha_R n_e^2, \quad (12)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\alpha_R$  — коэффициент рекомбинации,  $\gamma$  — постоянная ионизации, связь которой с плотностью светового потока дается соотношением (10), и  $\gamma_a$  характеризует потери на «прилипание» (процесс, при котором электрон и атом образуют отрицательный ион). В области сравнительно низких давлений, когда основную роль играют диффузионные потери, решение (12) для случая цилиндрического фокального объема и лазерного импульса треугольной формы приводит к следующему выражению для пороговой интенсивности:

$$I_{\text{пор}} = C \left( \frac{1}{\Delta t} \ln \frac{N_{\text{кр}}}{N_0} + \frac{2D}{\Lambda^2} \right), \quad (13)$$

где

$$C = \frac{mc U_i \omega^2}{4\pi (\ln 2) e^2 n_a v \sigma_{\text{tr}}},$$

$\Delta t$  — длительность на половине высоты, а  $\Lambda$  — характерная диффузионная длина, связанная с длиной  $l$  и диаметром  $d$  цилиндрического фокального объема соотношением  $1/\Lambda^2 = (\pi/l)^2 + (4,8/d)^2$ . Пренебрегая диффузией, из (13) можно получить выведенное ранее выражение для порога пробоя (11). Для малых фокальных объемов и низких давлений (больших  $D$ ) порог пробоя в основном определяется диффузионными потерями.

До сих пор предполагалось, что электрон постоянно набирает энергию и затем практически мгновенно ионизует атом в момент, когда его

энергия достигает энергии ионизации атома. При пробое газов мощными ультракороткими импульсами характер развития лавины меняется. В этом случае энергия, приобретаемая электроном при одном упругом соударении, равная по порядку величины энергии колебаний электрона в поле световой волны, может превысить энергию ионизации атома. При этом электрон быстро попадает

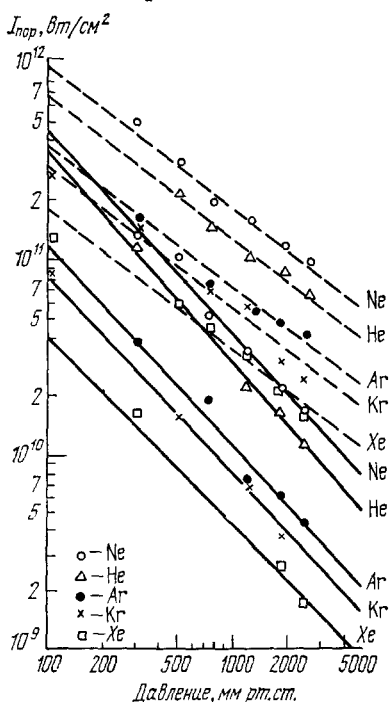


Рис. 1. Зависимость порога пробоя от давления для инертных газов (сплошные линии — неодимовый лазер, штриховые — рубиновый) <sup>41</sup>.

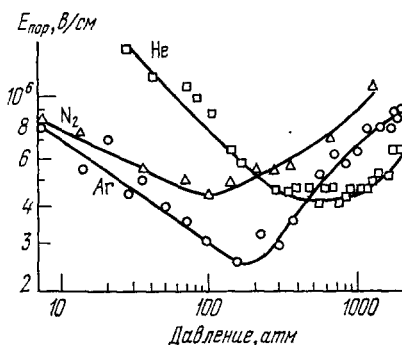


Рис. 2. Зависимость порога пробоя от давления <sup>39</sup>.

в область энергий, в которой вероятность ионизации убывает с ростом энергии электрона. В результате постоянная развития лавины не возрастает, а убывает при повышении интенсивности лазерного излучения. Теория лавинной ионизации под действием мощных ультракоротких импульсов развита Афанасьевым и др. <sup>32-34</sup>.

Сравнение выражений (4) и (11) для порогов пробоя газов, обусловленных процессами многофотонной и лавинной ионизации, показывает, что пороговые плотности излучения для этих двух процессов по-разному зависят от длительности лазерного импульса, размеров фокальной области, давления и потенциала ионизации газа. Поэтому исследование зависимости порога пробоя от условий эксперимента представляет существенный интерес для выяснения механизма пробоя.

г) Зависимость порога пробоя от давления. Зависимость порога пробоя от давления исследовалась в работах <sup>31, 36-42</sup>. Для давлений, близких к атмосферному, и лазерных импульсов наносекундной длительности наблюдается уменьшение порога пробоя при увеличении давления. Типичная зависимость  $I_{\text{пор}}$  от давления для инертных газов приведена на рис. 1. Наклон графиков  $\lg I_{\text{пор}} = f(\lg p)$

близок к единице, что находится в согласии с теорией лавинной ионизации, для которой характерна обратно пропорциональная зависимость порога пробоя от давления (см. формулу (11)). Для молекулярных газов наклон графиков зависимости  $\lg I_{\text{пор}}$  от  $\lg p$  несколько меньше <sup>41</sup>.

По мере увеличения давления наклон графиков убывает, а при давлениях порядка сотен атмосфер на кривых наблюдается минимум <sup>36, 39, 40</sup> (рис. 2). Существование этого минимума было предсказано Минком <sup>38</sup>. Действительно, согласно (7) скорость нарастания энергии электрона имеет максимум при  $\omega = \gamma_{\text{eff}} = n_a \nu \sigma_{\text{tr}}$ , поэтому порог пробоя должен иметь минимум при концентрации атомов  $n_a \approx \frac{\omega}{\nu \sigma_{\text{tr}}}$ .

Следует также отметить, что изменение давления может приводить к существенному изменению величины и характера потерь энергии электроном, что в свою очередь должно сказаться на скорости развития лавины. Так, уменьшение наклона графиков зависимости  $\lg I_{\text{пор}}$  от  $\lg p$  при увеличении давления может быть обусловлено усилением роли рекомбинационных процессов <sup>31, 37</sup>. Уменьшение давления приводит к росту коэффициента диффузии (см. формулу (13)) и соответствующему увеличению диффузионных потерь.

д) Зависимость порога пробоя от сорта газа. Оба механизма ионизации — многофотонный и лавинный — приводят к существенной зависимости порога пробоя от потенциала ионизации газа. Экспериментально четкая зависимость порога пробоя от потенциала ионизации наблюдалась для инертных газов <sup>41, 43</sup>. Как видно на рис. 3, порог пробоя резко возрастает при увеличении потенциала ионизации. Исключение составляют только неон и гелий: несмотря на больший потенциал ионизации, гелий имеет меньший порог пробоя. Картина повторяется при пробое этих газов излучением как рубинового, так и неодимового лазеров и, таким образом, не может быть объяснена резонансными эффектами. Кроме того, наиболее близка к резонансу (для квантов излучения рубинового лазера) энергия одного из уровней атома Ne, что могло бы привести к снижению, а не к завышению порога пробоя в Ne по сравнению с He.

Для молекулярных газов столь явной зависимости порога пробоя от потенциала ионизации, как для инертных газов, не наблюдается <sup>41-43</sup>. Сравнение порогов в этом случае затруднено разным наклоном графиков зависимости  $\lg I_{\text{пор}}$  от  $\lg p$  для разных газов, в результате чего вид зависимости порога пробоя от потенциала ионизации существенно определяется давлением.

В ряде работ исследовалось влияние примесей на порог пробоя. Так, в работе <sup>44</sup> показано, что добавка фреона к аргону может приводить, в зависимости от условий эксперимента, как к увеличению, так и к уменьшению порога пробоя. Для сравнительно низких давлений ( $\approx 250$  мм рт. ст.) порог пробоя при добавке фреона снижался, что, по мнению авторов, обусловлено многофотонной ионизацией фреона, обеспечивающей затравочные электроны. При высоких давлениях ( $\approx 2500$  мм рт. ст.) и медленно нарастающих импульсах добавка фреона ведет к захвату свободных электронов и тормозит развитие лавины, что приводит к увеличению порога пробоя.

Любопытное явление было обнаружено в работе Смита и Хота <sup>45</sup>. Небольшая добавка неона ( $\approx 1\%$ ) к аргону приводит к значительному снижению порога пробоя смеси излучением неодимового лазера по сравнению с порогом пробоя в чистом аргоне (напомним, что порог пробоя в Ne выше, чем в Ar). Более детальное исследование пробоя в смесях Ar и Ne было проведено Мульченко и Райзером <sup>46</sup>. Ими наблюдалось резкое уменьшение порога пробоя на частоте неодимового лазера не только при малых добавках Ne в Ar, но и при малых добавках Ar в Ne. В последнем случае это можно объяснить эффектом Пеннинга (ускорением развития лавины за счет ионизации атомов Ar при столкновении с возбужденными атомами Ne). Однако причина снижения порога в Ar при малой добавке Ne осталась необъясненной. При пробое смесей Ne и Ar излучением рубинового лазера такой эффект не наблюдался. Различие в характере зависимости порога пробоя от состава смеси для излучений неодимового и рубинового лазеров, по мнению авторов <sup>46</sup>, обусловлено различной ролью фотоионизации возбужденных

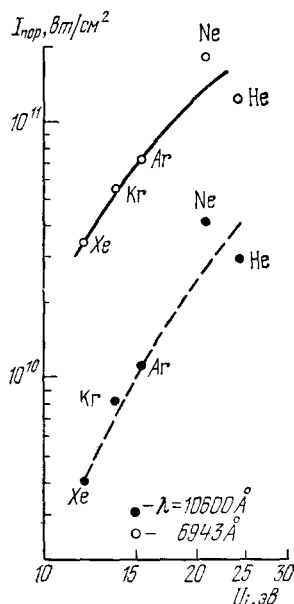


Рис. 3. Зависимость порога пробоя для инертных газов от энергии ионизации ( $p = 10^3$  мм рт. ст.) <sup>41</sup>.

атомов в процессе развития лавины: фотоионизация возбужденных атомов излучением рубинового лазера происходит значительно быстрее, чем в случае неодимового лазера, когда для фотоионизации требуется большее число квантов. Поэтому при пробое излучением рубинового лазера эффект Пеннинга практически не сказывается.

е) Зависимость порога пробоя от частоты излучения. Исследованию зависимости порога пробоя от длины волны лазерного излучения посвящены работы <sup>40, 41, 47-51</sup>. В первых работах <sup>40, 41, 47</sup> сравнивались пороги пробоя на двух частотах (неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) и его гармоники  $\lambda = 0,53$  мкм <sup>47</sup> и неодимового и рубинового ( $\lambda = 0,69$  мкм) лазеров <sup>40, 41</sup>). В обоих случаях порог пробоя для более длинноволнового излучения неодимового лазера был существенно ниже,

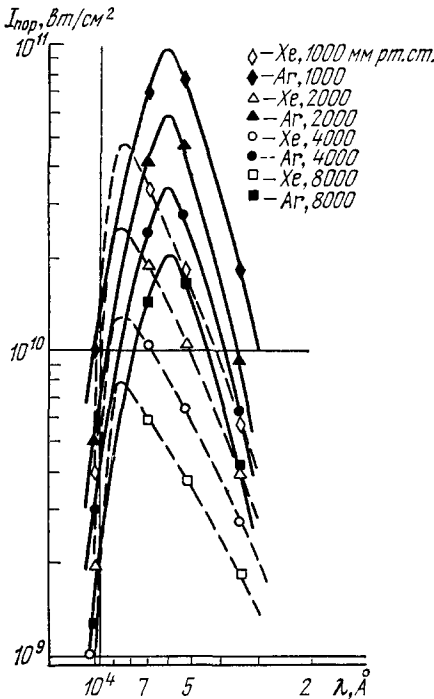


Рис. 4. Зависимость порога пробоя от длины волны излучения <sup>48</sup>.

дено Алкоком и др. <sup>50</sup> с использованием лазера на красителях с перестраиваемой частотой.

Наконец, следует особо остановиться на пробое газов длинноволновым излучением импульсного лазера на  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм), исследованном в работах Генералова и др. <sup>52</sup> и Смита <sup>53, 54</sup>. Абсолютные значения пороговых интенсивностей для пробоя Ne и He при давлениях от 2 до 25 атм, по данным <sup>52</sup>, составили  $\approx 10^8$  вт/см<sup>2</sup>, что примерно на два порядка ниже, чем при пробое этих газов излучением в видимом диапазоне. В работе Смита <sup>53</sup> пробой в аргоне под действием излучения лазера на  $\text{CO}_2$  происходил только при создании предварительной ионизации. В этом случае абсолютные значения порога пробоя ( $\approx 2 \cdot 10^8$  вт/см<sup>2</sup>) были того же порядка, что и в работе <sup>52</sup>, однако в отсутствие предварительной ионизации пробой не возникал даже при интенсивности  $10^9$  вт/см<sup>2</sup>.

ж) Зависимость порога от размеров фокального объема. Роль диффузионных потерь в развитии лавины существенным образом зависит от размеров фокальной области (величина  $\Lambda$  в формуле (13)). Исследования зависимости порога пробоя от размеров фокального объема проводились в работах <sup>31, 36, 40, 45, 54-56</sup>. На рис. 5 приведены типичные графики зависимости  $I_{\text{пор}}$  от фокусного расстояния линзы  $f$ .

При сравнительно небольших давлениях экспериментальные зависимости  $I_{\text{пор}}$  от  $f$  находятся в согласии с расчетными. Однако расчеты диффузии при высоких давлениях (10—100 атм) показывают, что роль диффузионных потерь в этих условиях

меньше, чем для более коротковолнового излучения рубинового лазера или гармоники излучения неодимового лазера, что находится в качественном согласии с предсказанной теорией лавинной ионизации зависимостью порога пробоя от частоты излучения  $I_{\text{пор}} \sim \omega^2$ . Однако сравнение порогов пробоя для излучений более чем двух длин волн, проведенное в работах <sup>48-51</sup>, показало, что зависимость  $I_{\text{пор}}$  от длины волны немонотонная. Бушер и др. <sup>48</sup> измерили пороги пробоя в инертных газах на частотах излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм), рубинового лазера ( $\lambda = 0,69$  мкм) и их вторых гармоник ( $\lambda = 0,53$  мкм и  $\lambda = 0,35$  мкм). Был обнаружен максимум пороговой мощности пробоя, положение которого зависит от природы газа (рис. 4).

В работах <sup>49, 51</sup> для изучения зависимости порога пробоя от длины волны использовалось излучение неодимового лазера и его второй ( $\lambda = 0,53$  мкм), третьей ( $\lambda = 0,35$  мкм) и четвертой ( $\lambda = 0,26$  мкм) гармоник. Было обнаружено снижение порога пробоя в ультрафиолетовой области, что, по-видимому, обусловлено как увеличением вероятности многофотонной ионизации, ответственной за появление затравочных электронов, так и увеличением роли ионизации возбужденных состояний в процессе развития лавинной ионизации.

Более детальное исследование зависимости порога от длины волны вблизи максимума кривой  $I_{\text{пор}} = f(\lambda)$  прове-



должна быть незначительной. Тем не менее снижение порога при увеличении размеров фокального объема наблюдалось и в этом случае <sup>36, 31</sup>. Некоторые авторы <sup>36, 40, 54</sup> высказывали предположение, что зависимость порога пробоя от размеров фокального объема в этом случае может быть связана не с диффузионным уходом электронов, а с другими «диффузионноподобными» процессами типа диффузии резонансного излучения.

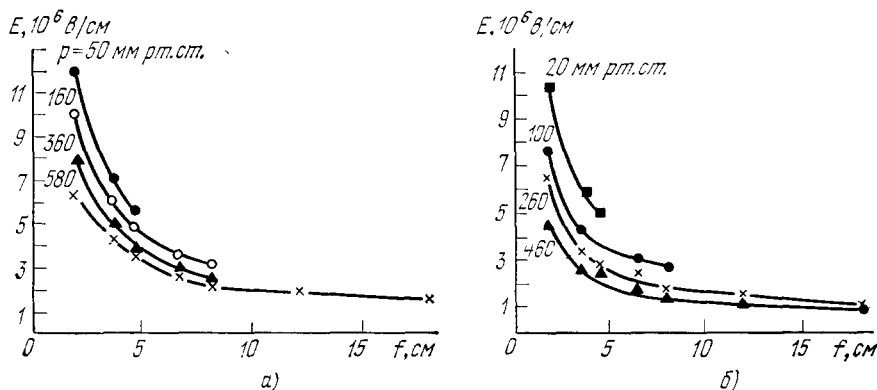


Рис. 5. Зависимость порога пробоя от фокусного расстояния линзы <sup>55</sup>.  $\tau_{имп} = 60$  нсек. а) Криптон; б) ксенон.

Однако, как отмечено в работе <sup>46</sup>, эти процессы не должны существенно влиять на развитие пробоя. По мнению авторов <sup>46</sup>, диффузионноподобные потери обусловлены истинной диффузией электронов, но не из фокального объема, а из гораздо меньших областей с максимальной интенсивностью поля.

з) Зависимость порога пробоя от модового состава лазерного излучения. При фокусировании излучения многомодового лазера, в результате взаимодействия различных типов колебаний, в фокусе линзы образуется переменная во времени и в пространстве интерференционная структура, причем интенсивность излучения в отдельных точках этой структуры может, как показано в работе <sup>57</sup>, на 1—2 порядка превышать среднее значение интенсивности в фокальном объеме. При фокусировании излучения одномодового лазера, наоборот, локальные неоднородности в распределении интенсивности отсутствуют. Распределение поля по фокальному пятну почти гауссовское <sup>58, 59</sup>, а его максимальное значение в центре пятна всего в 1,4 раза больше средней величины поля.

Сравнение порогов пробоя при использовании излучения одномодового и многомодового рубиновых лазеров, проведенное Смитом и Томлинсоном <sup>58</sup> и Алкоком и др. <sup>59</sup>, показало, что пороги пробоя отличаются незначительно (различия не превышают 50%). Авторы пришли к выводу, что в условиях их экспериментов пробой происходил под действием поля, усредненного по фокальному объему.

и) Зависимость порога пробоя от длительности лазерного импульса. Как видно из соотношения (13), характер зависимости порога пробоя от длительности лазерного импульса в случае лавинной ионизации существенным образом определяется величиной потерь. Для коротких импульсов, когда  $(1/\Delta t) \ln(N_{кр}/N_0) \gg 2D/\Lambda^2$ , диффузией можно пренебречь и порог пробоя обратно пропорционален длительности импульса. Наоборот, для длинных импульсов, когда  $(1/\Delta t) \ln(N_{кр}/N_0) \ll 2D/\Lambda^2$ , порог пробоя практически не зависит от длительности импульса и для возникновения пробоя необходимо только, чтобы скорость ионизации превышала потери электронов за счет диффузии ( $\gamma \geq 2D/\Lambda^2$ ). Первому случаю соответствует пробой газов под действием импульсов наносекундной длительности. Второй случай осуществляется при пробое газов излучением лазеров на  $CO_2$  при длительностях импульсов  $\approx 1$  мксек и более (см. <sup>52</sup>).

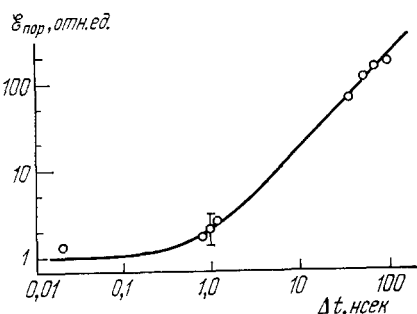


Рис. 6. Зависимость пороговой плотности энергии  $E_{пор} = I_{пор} \Delta t$  от длительности импульса <sup>60</sup>.

Влияние длительности импульса на порог пробоя исследовалось в работах <sup>54, 60</sup>. Полученная в <sup>60</sup> зависимость порога пробоя от длительности импульса (рис. 6) находится в качественном согласии с предсказанием теории. Пороговая плотность энергии  $\mathcal{E}_{\text{пор}} = I_{\text{пор}} \Delta t$  постоянна ( $I_{\text{пор}} \sim 1/\Delta t$ ) при изменении длительности импульсов от  $10^{-11}$  до  $10^{-9}$  сек. В интервале от  $10^{-9}$  до  $10^{-7}$  сек  $E_{\text{пор}}$  возрастает пропорционально  $\Delta t$ , т. е.  $I_{\text{пор}} = \text{const}$ , что соответствует высокому уровню потерь. Однако для количественного объяснения такой зависимости нужно предположить, что потери существенно (почти на порядок) превышают теоретически рассчитанную величину.

к) Пробой газа пикосекундными импульсами. Поскольку порог пробоя для лавинного механизма ионизации обратно пропорционален длительности импульса, а для многофотонной ионизации зависит от длительности импульса очень слабо, как  $\Delta t^{1/n}$ , то при переходе к области пикосекундных импульсов пороги пробоя, обусловленные этими двумя процессами, становятся сравнимыми по величине. При этом как было показано Бункиным и Прохоровым <sup>61</sup>, представляется возможным наблюдать пробой газов в результате многофотонной ионизации в чистом виде.

Для получения лазерной искры использовались как импульсы излучения лазеров, работающих в режиме самосинхронизации мод, состоящие из серии импульсов длительностью  $\approx 10^{-11}$  сек с промежутками между импульсами в несколько нсек, так и отдельные, выделенные из такой серии и усиленные импульсы пикосекундной длительности. Уже в одной из первых работ <sup>58</sup>, где лазерная искра получалась с помощью серии импульсов пикосекундной длительности, возник вопрос, является ли пробой в этом случае результатом воздействия отдельного пикосекундного импульса, или это интегральный по всей серии эффект, определяемый усредненной по всей серии импульсов интенсивностью излучения. На основании равенства значений средней пороговой мощности пробоя (под средней мощностью подразумевалась величина, равная полной энергии, содержащейся в серии импульсов, деленная на длительность всей серии) для серии пикосекундных импульсов и для одного импульса длительностью в несколько нсек авторы пришли к выводу, что пробой определяется усредненным действием всей серии импульсов, а не мгновенными значениями мощностей, которые для отдельных импульсов на 2—3 порядка выше средних величин.

Однако в дальнейших исследованиях <sup>60, 62, 63</sup> было показано, что пробой вызывается каждым отдельным импульсом из серии. Алкок и др. <sup>62</sup> наблюдали, что порог пробоя не меняется при изменении временных интервалов между отдельными импульсами серии. Если бы пробой был обусловлен действием всей серии, то диффузионные потери за время между импульсами должны были бы привести к росту пороговой интенсивности при увеличении промежутков между импульсами. С другой стороны, пороги пробоя под действием одного пикосекундного импульса, измеренные в работе <sup>63</sup>, были близки к порогам пробоя газа серий пикосекундных импульсов, определенным в работе <sup>58</sup>. Наконец, Ванг и Дэвис <sup>60</sup> непосредственно наблюдали, что пробой, вызываемый отдельными импульсами из серии, происходит в дискретных точках, расположенных на оси лазерного пучка на расстояниях  $\approx 0,2$  мм друг от друга.

В работах <sup>64, 65</sup> исследовалась зависимость порога пробоя под действием пикосекундных импульсов от размеров фокального объема. В первой из этих работ <sup>64</sup> для серии пикосекундных импульсов в пределах точности эксперимента никакой зависимости  $I_{\text{пор}}$  от  $\Delta$  не было обнаружено. (Диффузионными потерями за время одного импульса  $\approx 10^{-11}$  сек можно пренебречь.) Наоборот, Бункин и др. <sup>65</sup> наблюдали существенную зависимость порога пробоя от размеров фокального объема. По мнению авторов <sup>65</sup>, возможной причиной такой зависимости является самофокусировка лазерного излучения (см. гл. 3 настоящего обзора).

Особый интерес для выяснения механизма пробоя под действием импульсов пикосекундной длительности представляет исследование зависимости порога пробоя от давления <sup>63, 66, 67</sup>. В работе <sup>63</sup> наблюдалось существенное уменьшение порога пробоя в азоте и аргоне при увеличении давления от 500 мм рт. ст. до 6000 мм рт. ст., что свидетельствует в пользу лавинного механизма ионизации. Несколько иная зависимость  $I_{\text{пор}}$  от  $p$  наблюдалась в работах Красюка и др. <sup>66, 67</sup> (рис. 7). При давлении ниже некоторой предельной величины  $p_0$  ( $p_0 \approx 5 \cdot 10^3$  мм рт. ст. для He и  $\text{Ar}$  и  $\approx 4 \cdot 10^2$  мм рт. ст. для  $\text{N}_2$ )  $I_{\text{пор}}$  слабо зависит от давления. Эта область соответствует многофотонной ионизации. Область более высоких давлений  $p > p_0$  соответствует лавинной ионизации. Здесь для He и  $\text{Ar}$   $I_{\text{пор}} \sim 1/p$ . Для  $\text{N}_2$  зависимость  $I_{\text{пор}}$  от давления несколько слабее, что характерно для лавинной ионизации молекулярных газов.

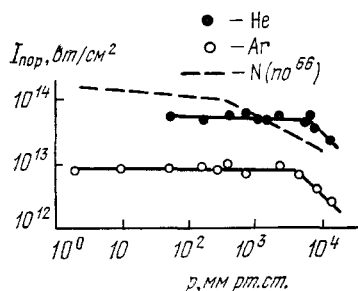


Рис. 7. Зависимость пороговой интенсивности от давления при пробое газов импульсами пикосекундной длительности <sup>67</sup>.

### 3. РАЗВИТИЕ ПЛАЗМЫ В ПЕРИОД ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Уже в одной из первых работ, посвященных исследованию лазерной искры <sup>68</sup>, было обнаружено, что после возникновения первичного пробоя искра развивается асимметрично: граница плазмы движется в сторону фокусирующей линзы со скоростью  $\approx 10^7$  см/сек.

В литературе рассматривается ряд механизмов, приводящих к движению границы плазмы навстречу лазерному излучению; это — гидродинамический или детонационный механизм, механизм волны пробоя, радиационный механизм и ускорение плазмы пондеромоторными силами.

Движение зоны поглощения навстречу световому потоку препятствует выделению энергии лазерного импульса в небольшом объеме и ограничивает возможность нагрева плазмы лазерной искры до высоких температур. Поэтому исследованию этого явления посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ.

а) Гидродинамический механизм. Первая попытка объяснения распространения плазмы навстречу лазерному излучению была сделана Рамсденом и Савичем <sup>69</sup>. Предполагалось, что после пробоя по невозмущенному газу распространяется ударная волна и дальнейшее поглощение энергии лазерного импульса происходит за ударным фронтом движущимся по направлению к линзе. Этот механизм, получивший название детонационного или гидродинамического, более детально рассмотрен Райзером <sup>2</sup>, <sup>70</sup>. Здесь мы ограничимся приведением основных соотношений, характеризующих этот механизм.

Связь скорости детонационной волны  $v$  с плотностью светового потока  $I$  дается соотношением

$$v = \left[ 2(\gamma^2 - 1) \frac{I}{\rho_0} \right]^{1/3}, \quad (14)$$

а внутренняя энергия, приобретаемая газом, равна

$$\mathcal{E}(I) = \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)(\gamma + 1)} v^2 = \frac{2^{2/3}}{(\gamma^2 - 1)^{1/3}(\gamma + 1)} \left( \frac{I}{\rho_0} \right)^{2/3}; \quad (15)$$

здесь  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты,  $\rho_0$  — исходная плотность газа.

Уравнение (14) дает мгновенное значение скорости распространения детонационной волны. Чтобы получить закон, по которому изменяется положение фронта волны со временем, необходимо учесть, что поток излучения  $I$  изменяется как за счет изменения площади сечения светового канала по мере продвижения по нему детонационной волны, так и за счет изменения со временем мощности излучения. Для конического светового канала  $I = W(t)/\pi x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha$ , где  $W(t)$  — мощность излучения,  $x$  — расстояние от фокуса линзы до фронта волны и  $\alpha$  — половина угла при вершине конуса. Подставляя значение  $I$  в формулу (14) и заменяя  $v$  на  $dx/dt$  получим дифференциальное уравнение

$$x^{2/3} \frac{dx}{dt} = \left[ \frac{2(\gamma^2 - 1)}{\pi \rho_1 \operatorname{tg}^2 \alpha} W(t) \right]^{1/3}. \quad (16)$$

В работе <sup>69</sup> это уравнение было решено в предположении прямоугольного импульса излучения лазера, что приводит к

$$x = \left( \frac{5}{3} \right)^{3/5} \left[ \frac{2(\gamma^2 - 1) W}{\pi \rho_1 \operatorname{tg}^2 \alpha} \right]^{1/5} t^{3/5}. \quad (17)$$

Дайбером и Томпсоном<sup>71</sup> были рассмотрены более близкие к реальному случаи импульсов треугольной и гауссовской формы.

До сих пор предполагалось, что падающий на фронт ударной волны световой поток полностью поглощается в узком слое, непосредственно примыкающем к фронту. Это имеет место, когда лазерная искра образуется в воздухе или других тяжелых газах. Если же лазерная искра получается в легких газах — водороде и гелии — при сравнительно небольших давлениях (1—5 атм), то плазму нельзя считать оптически плотной. Распространение детонационной волны для такого случая также рассмотрено Дайбером и Томпсоном<sup>71</sup>. При этом в формулах (14)–(17) появляется коэффициент, учитывающий неполное поглощение лазерного излучения в ударном фронте.

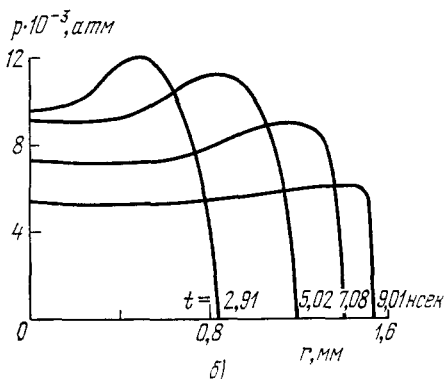
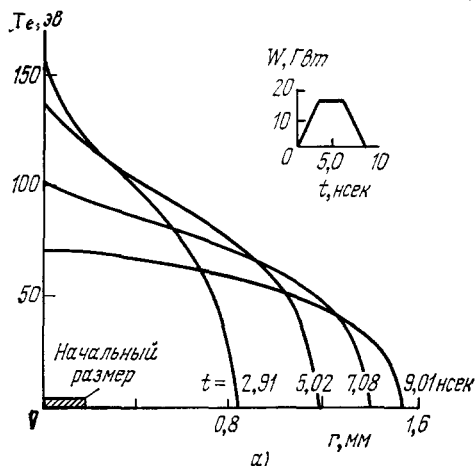


Рис. 8. Радиальное распределение температуры (а), давления (б) и удельного объема ( $v = 1/\rho$ ) (в) для лазерной искры в дейтерии ( $p = 1$  атм) при нагреве сферически-симметричным излучением<sup>75</sup>.

Энергия импульса 100 Дж, длительность 5 нсек; форма импульса приведена в верхней части рис. 8, а

Боковое расширение приводит к тому, что поглощаемая энергия расходуется на нагрев объема газа, радиус которого превосходит радиус светового канала. Скорость бокового расширения близка к скорости звука  $c$  в плазме:

$$c = \sqrt{\gamma(\gamma - 1) \mathcal{E}}. \quad (18)$$

Сравнивая (15) и (18), получим, что  $c/v = \gamma/(\gamma + 1)$ , т. е. скорость бокового расширения примерно в 2 раза меньше скорости детонационной волны. Как показано в работе<sup>70</sup>, учет бокового расширения приводит к замене в формулах (14) и (15) величины  $I$  на  $I\delta$ , где  $\delta \approx 1/[1 + (\Delta x/z)]$  — поправка на боковое расширение,  $\Delta x$  — толщина зоны поглощения, приблизительно равная средней длине пробега квантов лазерного излучения в плазме  $l_v$ ,  $r$  — радиус светового канала.

Боковое расширение определяет, в конечном счете, минимальную интенсивность излучения, необходимую для поддержания детонационного режима <sup>72</sup>. В случае, когда ширина зоны поглощения  $\Delta x > r$ , потери энергии на боковое расширение делают самоподдерживающийся режим волны поглощения невозможным. Как показано Райзером <sup>72</sup>, для поддержания детонационного режима необходимы интенсивности излучения много меньшие, чем для пробоя газа. Так, в воздухе при атмосферном давлении  $I_{\min} \approx 8 \cdot 10^7 \text{ вт/см}^2$ , а минимальная скорость распространения детонационной волны  $v_{\min} \approx 8 \text{ км/сек}$ .

Определяемая с помощью равенства (15) внутренняя энергия соответствует тонкому, примыкающему к ударному фронту слою, в котором выделяется энергия излучения. На фронте ударной волны газ сжимается до состояния с плотностью  $\rho_1 = [(\gamma+1)/(\gamma-1)]\rho_0$  и затем, получая дополнительную энергию, расширяется до состояния с плотностью  $\rho_2 = [(\gamma+1)/\gamma]\rho_0$ . За областью с высокой температурой и плотностью газа, примыкающей к фронту детонационной волны, следует область разрежения. В обратном направлении по световому каналу также движется ударная волна, однако температура газа здесь значительно ниже, поскольку предполагается, что вся энергия выделяется на фронте, распространяющемся навстречу излучению лазера. Пространственное распределение параметров плазмы лазерной искры для случая гидродинамического распространения зоны поглощения теоретически рассмотрено в работах <sup>73-75</sup>. На рис. 8 приводятся результаты численных расчетов радиального распределения параметров плазмы при воздействии на нее сферически-симметричного излучения, полученные Киддером <sup>75</sup>.

б) Механизм волны пробоя. Если пробой в наиболее узкой части светового канала происходит, когда мощность излучения еще не достигла максимума, то при дальнейшем нарастании мощности пороговые условия могут быть достигнуты и в более широком сечении канала. Это приводит к смещению зоны пробоя в сторону линзы. Распространение волны пробоя рассмотрено в работах <sup>2, 70, 76-79</sup>. В работе Амбарцумяна и др. <sup>76</sup> предполагалось, что пробой в данном сечении светового канала возникает в момент  $t = t_{\text{кр}}$ , когда плотность светового потока достигает некоторой пороговой величины  $I_{\text{кр}}$ . Начальная скорость, рассчитанная в этой работе для лазерного импульса треугольной формы, равна

$$v(t_{\text{кр}}) = \frac{1}{2} \frac{r_0}{t_{\text{кр}} \operatorname{tg} \alpha} = \frac{1}{2} \frac{W_{\max}}{\pi r_0 I_{\text{кр}} \Delta t \operatorname{tg} \alpha}; \quad (19)$$

здесь  $W_{\max}$  — мощность в максимуме,  $\Delta t$  — длительность на половине высоты и  $r_0$  — радиус канала в сечении, где возникает первичный пробой. Как видно из (19), скорость волны пробоя существенным образом зависит от мощности и длительности лазерного импульса, а также от фокусирующей линзы, которая определяет величины  $\operatorname{tg} \alpha$  и  $r_0$ .

Одновременно с работой <sup>76</sup> была опубликована работа Райзера <sup>70</sup>, где при расчете скорости распространения волны пробоя учитывалось время, необходимое для развития лавины. Считалось, что пробой в данном сечении светового канала происходит в момент, когда число электронов достигает некоторой критической величины  $N_{\text{кр}}$ . Для скорости распространения волны пробоя получается формула, отличающаяся от (19) лишь численным множителем. Однако входящая в формулу (19) величина  $I_{\text{кр}}$  оказывается зависящей от формы лазерного импульса ( $I_{\text{кр}} \sim \sqrt{W_{\max}/\Delta t}$ ), в результате чего

$$v \sim \sqrt{\frac{W_{\max}}{\Delta t}} \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (20)$$

При выводе закона распространения волны пробоя в работе <sup>70</sup> предполагалось, что начальная концентрация электронов  $N_0$  достигается во всем объеме газа, по которому распространяется плазма, в момент начала лазерного импульса. В дальнейшем Алкок и др. <sup>77, 78</sup> выполнили расчеты для случая, когда первичные электроны появляются в сечении, отстоящем на расстоянии  $x$  от фокуса, через некоторое время  $t_1$  после начала лазерного импульса (предполагалось, что причиной возникновения этих электронов является ионизация газа излучением самой искры). В работе <sup>79</sup> при рассмотрении движения волны пробоя предполагалось, что причиной первичной ионизации является лазерное излучение и что первичные электроны появляются в данном сечении, когда световой поток достигнет некоторой величины  $I_s$ , достаточной для многофотонной ионизации. Величины начальных скоростей волны пробоя, полученные в работах <sup>77, 78</sup> и <sup>79</sup>, не отличаются от даваемых соотношениями (20) и (19) соответственно.

в) Р а д и а ц и о н н ы й м е х а н и з м. Этот механизм распространения зоны поглощения детально рассмотрен Райзером <sup>70</sup>. При достигаемых при поглощении лазерного излучения температурах ( $10^5$ — $10^6$  град) длина пробега тепловых квантов с энергиями  $h\nu \approx kT$  превышает не только ширину волны поглощения, но и размеры нагретой области. Выходя из плазмы, тепловое излучение поглощается в примыкающих к ней холодных слоях газа, в результате чего они нагреваются до температуры  $\approx 2 \cdot 10^4$  град и становятся непрозрачными для излучения лазера. Таким образом, зона поглощения лазерного излучения непрерывно перемещается в сторону лазера.

Строгое рассмотрение радиационного переноса волны поглощения достаточно сложно. В работе <sup>70</sup> показано, что как зависимость скорости распространения радиационной волны от величины падающего светового потока, так и абсолютные значения скоростей примерно такие же, как и для детонационного механизма.

г) Р а с п р о с т р а н е н и е п л а з м ы п о д д е й с т в и е м п о н д е р о м о т о р н ы х с и л. Все рассмотренные до сих пор механизмы распространения плазмы предполагали, что взаимодействие излучения с плазмой сводится к поглощению световой энергии и превращению ее в тепловую энергию плазмы. Однако могут быть и другие механизмы непосредственного взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой, приводящие к ее ускорению нелинейными силами <sup>80-82</sup>. Эти силы представляют собой частный случай пондеромоторных сил. Они начинают преобладать над газодинамическими, если интенсивность излучения превышает некоторую критическую величину  $I^*$ . Для излучения рубинового и неодимового лазеров, по данным <sup>80, 81</sup>, значения  $I^* \approx 10^{14}$  вт/см<sup>2</sup>. В большинстве экспериментов по пробоем газом лазерным излучением интенсивности значительно ниже  $I^*$ . Однако в пределах нитей самофокусировки (см. ниже) могут достигаться интенсивности излучения, близкие к  $I^*$ .

д) Э к с п е р и м е н т а л ь н ы е и с с л е д о в а н и я д и н а м и к и р а с п р о с т р а н е н и я г р а н и ц п л а з м ы. Динамика распространения границ плазмы исследовалась в работах <sup>68, 69, 71, 76-79, 83-91</sup>. Скорость движения границы плазмы определялась по разверткам свечения искры, полученным с помощью электронно-оптического преобразователя <sup>68, 71, 84, 87, 88, 90</sup>, по доплеровскому сдвигу рассеянного плазмой лазерного излучения <sup>83, 68, 90</sup>, по изменению со временем контуров искры, полученных шпирен-методом <sup>77, 78</sup> и восстановленных с помощью голограмм <sup>85, 86</sup>.

Из сопоставления результатов, полученных в работах различных авторов <sup>68, 69, 83-86</sup>, следует, что гидродинамический режим осуществлялся при мощностях лазеров от нескольких *Мвт* до десятков *Мвт* (фокусные расстояния линз — несколько *см*). В тяжелых газах, а также в водороде и гелии при высоких давлениях плазма распространялась асимметрично — преимущественно навстречу излучению лазера. В водороде и гелии при низких давлениях наблюдались два фронта свечения, движущиеся в противоположных направлениях (к линзе и от нее), что обусловлено значительной прозрачностью плазмы лазерной искры в этих газах.

Начальная скорость распространения детонационной волны в воздухе при нормальных условиях, измеренная в работах <sup>68, 71, 83, 84</sup>, менялась в пределах от 1 до  $1,5 \cdot 10^7$  *см/сек*.

О том, что в данных работах осуществлялся гидродинамический механизм распространения плазмы, свидетельствует хорошее согласие измеренных значений скорости с рассчитанными <sup>83</sup>, хорошее соответствие между экспериментальной и теоретической зависимостями  $x$  от  $t$  <sup>69, 71</sup>, примерно двукратное превышение скорости распространения навстречу излучению над скоростью бокового разлета <sup>85, 86</sup>. Кроме того, связь скорости  $v$  с исходной плотностью газа <sup>85</sup> находится в хорошем согласии с соотношением (14). График зависимости  $v/I^{1/3}$  от  $\rho_0^{-1/3}$  представлен на рис. 9 <sup>85</sup>. На графике нанесены точки, соответствующие лазерной искре в воздухе, гелии и водороде при различных давлениях.

В работах <sup>76-78, 87-89</sup> исследовалась динамика расширения плазмы в условиях, когда осуществлялся механизм волны пробоя. Для получения искры использовались импульсы мощностью от 0,3 до 3 *Гвт*. В этом случае скорость распространения границы плазмы навстречу лазерному излучению существенно превосходила скорость бокового расширения <sup>76-78</sup>. При увеличении исходной плотности газа скорость распространения границы плазмы возрастала, а не убывала <sup>76, 77, 87, 88</sup>. Скорости, измеренные в разных работах, менялись в широких пределах в зависимости от параметров лазерного импульса и фокусирующей линзы. Так, в работе Бобена и др. <sup>88</sup> при фокусировании импульса мощностью 2 *Гвт* линзой с  $f = 5$  *см* скорость распространения границы плазмы достигала  $8 \cdot 10^7$  *см/сек*. При использовании длиннофокусных линз пробой происходит в дискретных точках на оси лазерного пучка. Так, в работе Басова и др. <sup>89</sup>, где использовались импульсы мощностью  $\approx 1$  *Гвт* и линза с фокусным расстоянием 2,5 *м*, лазерная искра, названная авторами «длинной», состояла из множества отдельных искр и ее общая длина превышала 2 *м*. Пробой возникал в фокусе и затем распространялся в сторону линзы со скоростью  $2,2 \cdot 10^9$  *см/сек* и в обратном направлении со скоростью  $3,8 \cdot 10^9$  *см/сек*. Характер развития пробоя авторы объясняют изменением со временем пространственной структуры излучения лазера.

При мощностях порядка сотен *Мвт* скорости распространения детонационной волны и волны пробоя оказываются близкими и небольшие изменения в условиях эксперимента могут приводить к переходу от одного режима к другому. Так, например, Дайбер и Томпсон <sup>71</sup> интерпретировали свои результаты с точки зрения детонационного механизма, в то время

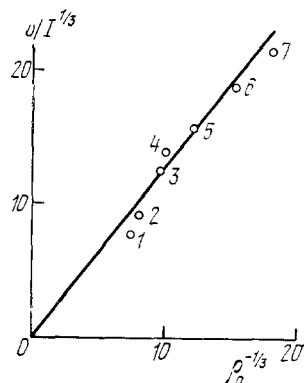


Рис. 9. Зависимость  $v/I^{1/3}$  от  $\rho_0^{-1/3}$  ( $v$  — скорость детонационной волны для  $t = 10$  *нсек*,  $I$  — плотность светового потока,  $\rho_0$  — исходная плотность газа).

1 — воздух, 1,75 атм; 2 — He, 11 атм; 3 — He, 6 атм; 4 — H<sub>2</sub>, 11 атм; 5 — H<sub>2</sub>, 6 атм; 6 — H<sub>2</sub>, 3 атм; 7 — H<sub>2</sub>, 1,75 атм.

как Алкок и др.<sup>77, 78</sup> объясняют свои результаты, полученные практически при таких же условиях, с точки зрения механизма пробоя. Промежуточные случаи, когда небольшое изменение параметров лазерного импульса приводило к переходу от одного режима к другому либо распространение плазмы происходило путем последовательных пробоев с гидродинамическим режимом между ними, наблюдались в работах Коробкина и др.<sup>90</sup> и Дайбера и Томпсона<sup>91</sup>.

е) Из м е р е н и е т е м п е р а т у р ы. Однозначная связь внутренней энергии газа со скоростью детонационной волны (см. формулу (15)) позволяет в условиях гидродинамического режима оценивать температуру газа по измеренным значениям скорости движения границы плазмы в сторону линзы. Например, в работе Мандельштама и др.<sup>83</sup> этим способом определена температура  $7 \cdot 10^5$  °К.

В ряде работ<sup>83, 91-93</sup> электронная температура плазмы определялась по спектру рекомбинационного излучения в области мягкого рентгена. Значения  $T_e$ , измеренные в работах<sup>91, 92</sup>, лежали в пределах от  $0,4 \cdot 10^6$  до  $1,8 \cdot 10^6$  град. В работе<sup>92</sup> было показано, что длительность излучения рентгена не превышает длительности лазерного импульса. Измерения, выполненные с пространственным разрешением<sup>91</sup>, показали, что рентгеновское излучение испускается только из ярко светящейся области, прилегающей к фронту волны поглощения.

Еще более высокие значения температуры  $T_e \approx 300$  эв ( $3 \cdot 10^6$  град) были измерены в работе Ванюкова и др.<sup>93</sup>. В этих экспериментах лазерная искра в воздухе и смеси воздуха с дейтерием получалась при фокусировании импульса мощностью 6 Гвт и длительностью 20 нсек.

В работе Коробкина и др.<sup>90</sup> были сделаны оценки ионной температуры плазмы по скорости бокового разлета. Полученная величина  $T_i \approx 6 \cdot 10^5$  °К достаточно хорошо совпадает со значением электронной температуры, измеренным по излучению в области мягкого рентгена<sup>83</sup>. В работе Комиссаровой и др.<sup>85</sup> по скорости бокового разлета оценена температура плазмы для моментов, соответствующих концу лазерного импульса. Обнаружены значительные продольные градиенты температуры.

ж) Из м е р е н и е э л е к т р о н н о й к о н ц е н т р а ц и и. Для измерения электронной концентрации в плазме лазерной искры применялись интерференционные, голографические и спектроскопические методы. Большая часть измерений, выполненных интерференционным и голографическим методами, и практически все спектроскопические измерения относятся к поздним стадиям развития лазерной искры (после окончания лазерного импульса), однако в ряде работ охвачены также стадии, соответствующие действию лазерного излучения на плазму. Так, Алкок и др.<sup>94</sup> измерили интерферометрическим методом электронную концентрацию в лазерной искре в воздухе для момента времени около 30 нсек после пробоя ( $n_e \approx (3 \div 5) \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Близкие значения  $n_e \approx (2 \div 3) \cdot 10^{19}$  для стадий, соответствующей 40 нсек после возникновения искры, были получены голографическим методом в работах<sup>95-97</sup>.

В работе Комиссаровой и др.<sup>85</sup> методом двухдлинноволновой голографической интерферометрии было исследовано пространственное распределение электронной концентрации в лазерной искре в воздухе для моментов от 30 до 110 нсек после пробоя (см. рис. 10, а). Были обнаружены значительные градиенты электронной концентрации в моменты времени, когда на плазму еще действует лазерное излучение (30 ÷ 65 нсек). В работе показано, что убывь электронной концентрации на исследованной стадии обусловлена в основном расширением области, занимаемой плазмой.



Интегральное по объему число электронов за время от 30 до 65 нсек практически не меняется. Аналогичная методика была применена для определения электронной концентрации в лазерной искре в водороде и гелии<sup>86</sup>. Во всех случаях, когда исходное давление газа было больше 6 атм, наблюдались значительные градиенты электронной концентрации, аналогичные обнаруженным в плазме лазерной искры в воздухе<sup>85</sup>. При низких давлениях градиенты  $n_e$  наблюдались только для наиболее ранних моментов времени (20 и 30 нсек) или даже полностью отсутствовали (например, для искры в водороде при давлении 1,75 атм; см. рис. 10, б).

Интерференционные измерения концентрации электронов в лазерной искре в ксеноне были выполнены в работах Хугеншмидта<sup>98-100</sup>.

Следует отметить, что зарегистрированные во всех работах электронные концен-

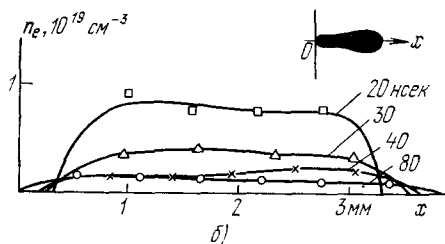
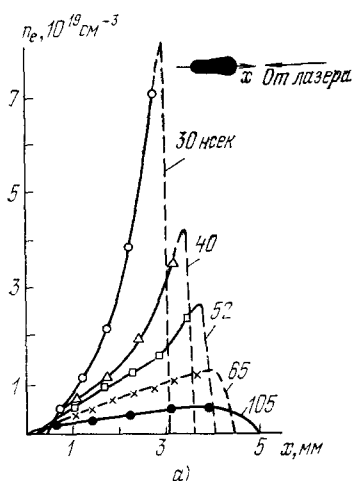


Рис. 10. Распределение электронной концентрации вдоль продольной оси лазерной искры.

а) Искра в воздухе,  $p = 1$  атм<sup>85</sup>; б) искра в водороде,  $p = 1,75$  атм<sup>88</sup>.

трации примерно на порядок<sup>1</sup> ниже, чем можно было бы ожидать для случая равновесной (термической) ионизации газа исходной плотности. Правда, зарегистрировать сдвиги интерференционных полос в зоне, непосредственно примыкающей к фронту волны поглощения, как правило, не удается. По-видимому, в тех сечениях, где удастся измерить концентрацию электронов, даже на ранних стадиях существования лазерной искры массовая плотность газа существенно ниже исходной.

Из рассмотрения экспериментальных данных следует, что параметры плазмы лазерной искры в период воздействия на нее лазерного излучения существенно меняются. Высокие температуры, измеренные по рентгеновскому излучению, относятся к очень узкому, быстро перемещающемуся слою, непосредственно примыкающему к волне поглощения. Здесь наблюдаются также максимальные концентрации электронов. Этот слой экранирует расположенные за ним области плазмы, которые, не получая дополнительной энергии, расширяются и охлаждаются. В результате этого образуются наблюдавшиеся в работах<sup>85, 86</sup> значительные градиенты электронной концентрации и температуры. Если лазерная искра образуется в легких газах при сравнительно невысоких давлениях, зона энерговыделения не локализована в области, примыкающей к границе плазмы. При этом не наблюдается преимущественного движения границы плазмы навстречу лазерному излучению<sup>71</sup>, а также отсутствуют градиенты электронной концентрации и температуры<sup>86</sup>.

з) Особенности развития лазерной искры, образованной импульсами пикосекундной длительности. Развитие лазерной искры, образованной отдельным

импульсом длительностью  $10^{-11}$  сек, было исследовано Алкоком и др.<sup>63</sup>. На развертках свечения плазмы, полученных с помощью электронно-оптического преобразователя, видны яркое ядро диаметром  $\approx 0,1$  мм, существующее в течение нескольких десятков нсек, и менее яркая оболочка, расширяющаяся с начальной скоростью  $\approx 4 \cdot 10^8$  см/сек. Авторы считают, что возможной причиной этого свечения является ионизация окружающих слоев газа коротковолновым излучением, исходящим из горячего ядра.

Если лазерная искра образуется серией импульсов пикосекундной длительности, то, как уже отмечалось, пробой, вызываемый отдельными импульсами из серии, происходит в дискретных точках, расположенных на регулярных расстояниях по оси пучка. Эти точки видны на фотографиях искры, полученных в свете рассеянного лазерного излучения<sup>60</sup>. На развертках собственного свечения плазмы<sup>62, 101</sup> также видно, что приход каждого следующего импульса вызывает скачкообразное распространение плазмы в сторону лазера. Начальная скорость распространения светящейся области, по данным<sup>101</sup>, составляет около  $3 \cdot 10^8$  см/сек и соответствует, по-видимому, фотоионизации газа излучением горячей плазмы. В период между отдельными импульсами средняя скорость  $\approx 7 \cdot 10^6$  см/сек. Она соответствует свободному разлету плазмы.

Попытка объяснения скачкообразного развития пробоя и соответствующей ему периодической структуры рассеянного излучения сделана в работе Ванга и Дэвиса<sup>60</sup>. Пробой, вызванный первым пикосекундным импульсом, рассматривается как центр сферической взрывной волны. Приход следующего импульса вызывает пробой на ударном фронте этой волны, причем точка пробоя сама становится центром новой сферической ударной волны, и т. д.

Сведения о параметрах плазмы, образованной при пробое газов импульсами пикосекундной длительности, практически отсутствуют. Данные о температуре плазмы приводятся только в работе Горбенко и др.<sup>101</sup>, где по начальной скорости свободного разлета плазмы ( $4 \cdot 10^7$  см/сек) оценена ионная температура  $T_i \approx 6 \cdot 10^6$  °К, соответствующая стадии  $\approx 2$  нсек после пробоя.

и) Л а з е р н а я и с к р а , о б р а з о в а н н а я п р и ф о к у с и р о в а н и и и з л у ч е н и я л а з е р о в н а  $\text{CO}_2$ . Развитие плазмы лазерной искры, образованной излучением импульсных лазеров на  $\text{CO}_2$ , исследовалось в работах<sup>102-104</sup>. В работах Грэйвела и др.<sup>102</sup> и Томлинсона<sup>103</sup> для образования лазерной искры использовался импульс полной длительностью в несколько мксек, причем основная часть энергии была заключена в его первой части продолжительностью в 300-400 нсек. В течение этой части импульса плазма распространялась в сторону фокусирующего зеркала со скоростью, соответствующей детонационному механизму. Затем движение резко замедлялось. Расчеты показывают, что длина пробега квантов лазерного излучения к этому времени была порядка радиуса светового канала, что соответствует предельным условиям существования детонационной волны. Резкое замедление движения соответствовало переходу от детонационного режима к так называемому режиму «медленного горения» (см. ниже). В дальнейшем наблюдалось движение границ плазмы в двух направлениях — к линзе и от нее — с примерно постоянной скоростью, что свидетельствует о сравнительно небольшом поглощении излучения в плазме. Грэйвел и др.<sup>102</sup> наблюдали, что через 1,5 мксек после пробоя в области, близкой к фокусу, появлялась светящаяся нить, распространяющаяся с постоянной скоростью  $\approx 10^6$  см/сек в направлении лазерного излучения. Авторы объясняют наблюдаемую картину следую-

щим образом. Когда плазма делается практически полностью прозрачной, вблизи фокуса происходит повторный пробой на границе плазмы и нейтрального газа. Ударная волна снова распространяется в двух направлениях, однако фронт, движущийся по уже расширившейся плазме, практически не поглощает лазерного излучения. Выделение энергии происходит на фронте, распространяющемся в противоположном направлении. Это, конечно, не объясняет ни постоянной скорости распространения, ни нитевидной структуры плазменного образования. По-видимому, наличие плазмы в фокальной области каким-то образом влияет на характер распространения излучения за фокусом.

В работе <sup>104</sup> наблюдался пробой под действием серии импульсов, генерируемых лазером на  $\text{CO}_2$ , работающим в режиме самосинхронизации мод (длительность каждого импульса  $\approx 3$  нсек, интервалы между ними  $\approx 25$  нсек, полная длительность серии  $\approx 400$  нсек). Наблюдаемая в этом случае картина очень похожа на пробой газа серией пикосекундных импульсов неодимового лазера <sup>60</sup>.

к) Лазерная искра в режиме «медленного горения» и постоянно горящий оптический разряд. Как уже отмечалось <sup>72</sup>, для поддержания детонационного режима необходима существенно меньшая интенсивность излучения, чем для возникновения лазерной искры. Однако возможен и другой механизм распространения плазмы при еще более низких интенсивностях излучения. Этот режим получил название «медленного горения». В этом случае новые слои газа приобретают способность поглощать излучение в результате их нагрева за счет теплопроводности.

Впервые лазерная искра в режиме медленного горения наблюдалась Бункиным и др. <sup>105</sup>. Искра поджигалась посторонним источником (искровым разрядом между электродами). Излучение неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации ( $E = 1000$  дж,  $\Delta t = 2,5$  мсек), фокусировалось длиннофокусной линзой так, что диаметр фокального пятна был 3 мм. В этих условиях интенсивность излучения составляла  $\approx 10$  Мвт/см<sup>2</sup>, что примерно на порядок ниже, чем необходимо для поддержания детонационного режима, и на два порядка ниже пороговых интенсивностей, необходимых для самостоятельного пробоя. Под действием излучения границы плазмы распространялись в обе стороны от фокуса линзы со скоростью около 50 м/сек.

Детальные расчеты интенсивности излучения, необходимой для поддержания режима «медленного горения», а также скоростей распространения границ плазмы и ее температуры приводятся в работах Райзера <sup>106-108</sup>.

Режим «медленного горения» был осуществлен также в работе Мульченко и др. <sup>109</sup>. Лазерная искра в аргоне при давлении 80 атм поджигалась излучением рубинового лазера, работающего в пиковом режиме, а для поддержания «медленного горения» использовался рубиновый лазер в квазинепрерывном режиме, генерировавший гладкий импульс длительностью 1,5 мсек с энергией 50 дж. Через несколько десятков мсек после включения поддерживающего импульса передний фронт плазмы отрывался от места поджига и распространялся навстречу лазерному излучению с начальной скоростью 250 м/сек.

В работах Райзера <sup>106-108</sup> были выполнены расчеты мощностей излучения, необходимых для поддержания непрерывно горящего оптического разряда («светового плазмотрона»). Такой разряд был впервые осуществлен с помощью лазера на  $\text{CO}_2$ , работающего в непрерывном режиме, Генераловым и др. <sup>110</sup>. Разряд поджигался импульсным лазером на  $\text{CO}_2$ , излучение которого фокусировалось под прямым углом к излучению

непрерывно действующего лазера, поддерживающего разряд. Для поддержания разряда в ксеноне при 3—4 атм оказалось достаточным мощности 150 *вт*. Плазма располагалась симметрично относительно фокуса линзы, что свидетельствует о неполном поглощении излучения. Температура плазмы была оценена  $\approx 15\,000^\circ\text{К}$ . Более детальные сведения о результатах экспериментального исследования постоянно горящего оптического разряда см. в <sup>111</sup>.

л) Л а з е р н о е и з л у ч е н и е , р а с с е я н н о е л а з е р н о й и с к р о й . Рассеянное искрой лазерное излучение исследовалось рядом автором. Как уже было отмечено; сдвиг линии рассеяния относительно линии излучения лазера интерпретировался как доплеровский сдвиг, обусловленный движением детонационной волны в сторону фокусирующей линзы <sup>68, 83, 90</sup>.

Как известно, рассеяние лазерного излучения на электронах широко используется для целей диагностики плазмы. Поэтому в первых работах по исследованию лазерной искры <sup>68, 83</sup> были сделаны попытки определения параметров плазмы по рассеянному искрой излучению лазера. Однако электронная температура, оцененная по ширине линии рассеянного излучения, оказалась существенно ниже измеренной другими методами. В дальнейшем было показано, что интенсивность рассеянного излучения на несколько порядков превышает соответствующую величину, рассчитанную в предположении томсоновского рассеяния <sup>36, 112–114</sup>, и был сделан вывод о том, что рассеянное излучение обусловлено отражением и преломлением лазерного излучения на фронте ударной волны и в высокоионизованной области вблизи фокуса линзы и не может быть использовано для целей диагностики плазмы.

Фотографии лазерной искры в свете рассеянного излучения обнаруживают четочную структуру <sup>83, 90</sup>. На временных развертках искры видно, что центры рассеяния возникают последовательно, перемещаясь в сторону линзы. Эти центры интерпретировались как дискретные области возникновения пробоя. Однако Савченко и Степанов <sup>115</sup> обнаружили, что вид четочной структуры на фотографиях, сделанных одновременно из точек, расположенных по разные стороны от искры, существенно отличается по числу рассеивающих центров, и пришли к выводу, что рассеяние является не объемным, а поверхностным эффектом, связанным с отражением и преломлением излучения на границе плазмы. Аналогичные выводы сделаны также в работе <sup>113</sup>, в которой показано, что малые размеры рассеивающих центров можно объяснить из геометрических соображений, рассматривая отражение лазерного пучка от сферической поверхности волнового фронта. Таким образом, сама по себе малость видимых размеров рассеивающих центров не может служить доказательством наличия столь же малых плазменных образований.

Коробкин и Алкок <sup>116</sup> обнаружили, что при получении лазерной искры с помощью одномодового рубинового лазера рассеивающая область имеет вид нитей диаметром не более 5 *мкм*. Появление этих нитей авторы объяснили самофокусировкой лазерного излучения.

Аналогичная нитевидная структура наблюдалась в работах <sup>59, 114</sup>. Было обнаружено, что в молекулярных газах рассеивающая область имеет вид почти сплошных нитей. После возникновения нити движутся навстречу лазерному излучению с постепенно уменьшающейся скоростью (начальная скорость, по данным <sup>59</sup>,  $1,5 \cdot 10^7$  *см/сек*). В инертных газах нити существуют всего несколько наносекунд, после чего их распространение резко замедляется и возникает новая нить на несколько микрон впереди предыдущей, в результате чего рассеивающая область имеет вид дискретных

центров. В работе <sup>117</sup> показано, что число рассеивающих центров и расстояния между ними зависят от давления газа, в котором образуется искра.

При пробое газов серией пикосекундных импульсов <sup>60</sup>, <sup>118</sup> структура рассеивающей области имеет вид отдельных точек размером не более 10 мкм, расположенных на оси лазера.

В работе Бункина и др. <sup>65</sup> при фокусировании импульсов пикосекундной длительности было обнаружено, что при мощности несколько ниже пороговой в воздухе и азоте появлялись интенсивные центры рассеяния, не сопровождающиеся пробоем. При небольшом увеличении мощности в одной или нескольких из этих точек возникал пробой, сопровождающийся повторной вспышкой рассеянного излучения. Для объяснения полученных результатов авторы привлекают механизм самофокусировки.

Угловое распределение рассеянного искрой излучения было исследовано в работах <sup>59</sup>, <sup>60</sup>, <sup>116</sup>, <sup>118</sup>, <sup>119</sup>. В плоскости, перпендикулярной оси лазера, интенсивность рассеянного излучения меняется примерно как  $\cos^2\theta$  ( $\theta = 90^\circ$  соответствует направлению вектора напряженности электрического поля в лазерном излучении) <sup>119</sup>. В плоскости, содержащей ось лазерного пучка, наблюдается интенсивный пик рассеянного излучения в направлении вперед. При получении лазерной искры с помощью одномодового лазера <sup>59</sup>, <sup>116</sup> в направлении вперед (в пределах конуса с углом  $30^\circ$ ) рассеивалась значительная часть энергии лазерного импульса. Для аргона доля рассеянного излучения достигала 80% падающего. Аналогичные результаты были получены и при образовании искры с помощью пикосекундных импульсов <sup>60</sup>, <sup>118</sup>.

Спектральные характеристики рассеянного вперед излучения исследовались в работах <sup>59</sup>, <sup>120</sup>. В молекулярных газах наблюдалось уширение линии, сопровождающееся сдвигом в сторону больших длин волн, в то время как в инертных газах наблюдалось антистоксово смещение уширенной линии. При получении искры с помощью пикосекундных импульсов уширение достигало 200 Å. Спектральные характеристики рассеянного излучения весьма похожи на наблюдаемые при самофокусировке лазерного излучения в жидкостях.

м) Самофокусировка. Малость рассеивающих областей, угловое и спектральное распределения рассеянного излучения могут быть объяснены явлением самофокусировки лазерного излучения при пробое в газах. Все эти эффекты являются, однако, лишь косвенными доказательствами самофокусировки, поскольку ни структура лазерного пучка вблизи фокуса, ни образованная им плазма непосредственно не наблюдались. Прямым доказательством самофокусировки являются наблюдаемые в последнее время <sup>121-123</sup> плазменные нити, предшествующие образованию основных областей пробоя.

Самофокусировка может наблюдаться в веществах, показатель преломления которых возрастает под действием излучения. При пробое газов самофокусировка может происходить в нейтральном газе до пробоя, во время пробоя, когда имеется частично ионизованный газ с большим количеством атомов в различных состояниях возбуждения, и, наконец, в плазме.

Первая из этих возможностей представляется маловероятной по двум причинам <sup>59</sup>, <sup>114</sup>. Прежде всего, если бы самофокусировка происходила в нейтральном газе, то порог пробоя соответствовал бы порогу самофокусировки, а не порогу ионизации. Однако согласие как абсолютных величин пороговых интенсивностей, так и наблюдаемой зависимости порога пробоя от условий эксперимента с предсказанными теорией лавинной ионизации делают такое предположение маловероятным. Кроме того, такие возможные механизмы самофокусировки, как электрострикция, эффект Керра

и нелинейная электронная поляризуемость, приводят в случае газов к пороговым мощностям, существенно превышающим те, при которых наблюдалась самофокусировка при пробое газов. Тепловые эффекты при специфическом распределении интенсивности в пучке могут приводить к самофокусировке (см., например, <sup>124, 125</sup>), однако, как правило, нагрев газа в результате поглощения излучения приводит к уменьшению плотности и показателя преломления на оси пучка и к дефокусировке. Кроме того, тепловые эффекты инерционны и не могут быть ответственными за самофокусировку импульсов нано- и пикосекундной длительности.

Вторая возможность — это возникновение самофокусировки в плазме в процессе пробоя или после пробоя. В начальной стадии процесса пробоя в фокальной области существует смесь электронов, ионов и возбужденных атомов. Как известно, наличие электронов приводит к уменьшению показателя преломления, и, если концентрация электронов максимальна на оси лазерного пучка, это должно приводить не к самофокусировке, а к дефокусировке излучения. Увеличения показателя преломления в пределах лазерного пучка можно ожидать за счет появления возбужденных атомов.

Механизм самофокусировки излучения при возбуждении атомов и молекул был предложен Аскарьяном <sup>126</sup>. Поляризуемость возбужденных атомов может существенно превышать поляризуемость атомов в основном состоянии. При достаточно большой концентрации возбужденных атомов увеличение показателя преломления за счет их поляризуемости может не только скомпенсировать действие электронов, но и привести к увеличению показателя преломления на оси пучка и к самофокусировке. Как показано в работе <sup>121</sup>, кубическая нелинейная поляризуемость возбужденных атомов может быть в  $10^9$  раз больше соответствующей величины для невозбужденных атомов. Оцененные в этой работе пороговые мощности самофокусировки в аргоне за счет возбужденных атомов  $\approx 10^4$  вт.

Вопросам самофокусировки электромагнитного излучения в плазме посвящен ряд работ (см., например, <sup>127-130</sup>). Воздействие сильного электромагнитного излучения на плазму вызывает перераспределение электронов и ионов. Электроны вытесняются из области, где электромагнитное поле максимально. Такое движение электронов продолжается до тех пор, пока силы, действующие на плазму со стороны электромагнитного поля, не скомпенсируются газодинамическим давлением. Это приводит к уменьшению концентрации электронов и соответствующему увеличению показателя преломления на оси лазерного пучка, что в свою очередь может привести к самофокусировке.

Пороговые мощности самофокусировки при пробое газа были оценены в работах <sup>129, 130</sup>. Они близки к величинам, при которых наблюдались плазменные нити в экспериментальных работах.

Итак, расчеты показывают, что из ряда рассмотренных механизмов по крайней мере два — нелинейная поляризуемость возбужденных атомов и изменение пространственного распределения электронов в поле электромагнитного излучения — имеют пороговые мощности, близкие к тем, при которых наблюдается самофокусировка при пробое в газах.

Впервые нити самофокусировки были непосредственно наблюдаемы в работе <sup>121</sup> при пробое аргона лазерным импульсом мощностью  $\approx 2$  Мвт. Для наблюдения использовалась техника шлирен-фотографирования с временным разрешением 0,5 нсек. Были обнаружены нити диаметром менее 10 мкм. На дальнем от лазера конце нити наблюдалась более сложная структура, связанная с разрушением нити и образованием плазменных сгустков.

Детальное интерферометрическое исследование плазменных нитей, образующихся при пробое большого числа газов, проведено Ричардсоном

и Алкоком<sup>122</sup>. Обнаружено, что нити распространяются от фокуса навстречу лазерному излучению со скоростью  $\approx 4 \cdot 10^7$  см/сек. На дальнем от лазера конце нити возникает плазменный ступок. В инертных газах, по мере распространения нити, вдоль нее через каждые 200—300 мкм образуются новые плазменные ступки, и нити между ними постепенно исчезают. В молекулярных газах основная плазменная область непрерывно распространяется вдоль нити в сторону к фокусирующей линзе. После образования основной плазменной области в ее центре в течение 1—2 нсек прослеживается узкое ядро, концентрация электронов в котором

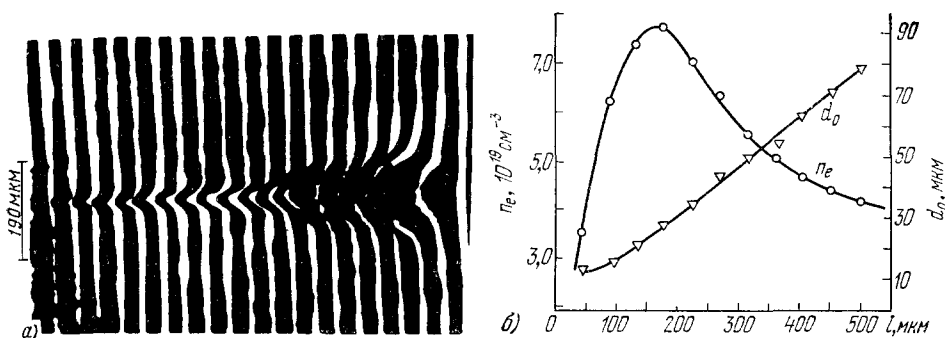


Рис. 11. Интерферограмма плазменной нити (а) и распределение электронной концентрации  $n_e$  и изменение диаметра  $d_0$  вдоль нити (б)<sup>122</sup>.

примерно на порядок больше средней электронной концентрации в плазменном ступке. На рис. 11 представлены интерферограмма плазменной нити (а) и распределение концентрации электронов и изменение диаметра вдоль нити (б). Обнаруженное в результате интерференционного исследования нитей уменьшение показателя преломления само по себе должно приводить не к самофокусировке, а к дефокусировке излучения. По-видимому, самофокусировка предшествует образованию высокоионизованной плазмы в пределах нитей.

Нити самофокусировки при пробое в воздухе наблюдались также Белландом и др.<sup>123</sup>. Длительность импульса рубинового лазера составляла в этом случае 1,6 нсек, мощность — 1,5 Гвт. В момент времени, соответствующий возникновению пробоя, наблюдалась нить диаметром не более 15 мкм. Затем возникало еще две нити. Такой распад светового канала на ряд нитей характерен для случая существенного превышения мощности над порогом самофокусировки.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований<sup>121–123</sup> получены неоспоримые доказательства самофокусировки при пробое газов лазерным излучением. Однако ни механизм самофокусировки, ни динамика ее развития до сих пор не выяснены. Наблюдаемые в этих работах плазменные нити являются не причиной, а следствием самофокусировки. Можно лишь утверждать, что самофокусировка предшествует образованию основной плазменной области и происходит, по-видимому, в процессе развития пробоя.

Самофокусировка наблюдалась при пробое различных газов импульсами длительностью от нескольких пикосекунд до 30 нсек, при мощностях от 2 Мвт до нескольких Гвт, как в одномодовом, так и в многомодовом режиме работы лазеров. Возникновение самофокусировки должно существенно образом сказываться на протекании различных процессов, связанных с развитием пробоя, поскольку сечение светового канала, а следовательно, и плотность излучения в этом случае должны существенно

отличаться от рассчитываемых без учета самофокусировки. В частности, о существенном расхождении между расчетами, не учитывающими самофокусировку, и экспериментом свидетельствуют результаты работ <sup>65</sup>, <sup>123</sup>, где была обнаружена отчетливая зависимость порога пробоя от размеров фокального объема в условиях, когда диффузионные потери малы <sup>123</sup> или практически отсутствуют <sup>65</sup> (пробой под действием пикосекундных импульсов). Авторы последней работы объясняют полученные данные возникновением самофокусировки в нейтральном газе, в результате чего диаметр светового канала уменьшается до величины  $d_k$ , слабо зависящей от начального размера фокальной области. Механизмом самофокусировки при использованных в этой работе мощностях ( $\sim 1 \text{ Гвт}$ ) может быть нелинейная электронная поляризуемость. Дальнейшее сжатие канала до величин  $\approx 10 \text{ мкм}$  происходит, по мнению авторов, в процессе пробоя за счет появления возбужденных атомов и молекул.

#### 4. ПОЗДНИЕ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ

а) Распространение ударной волны. По окончании действия лазерного импульса остается область достаточно плотной ( $n_e \approx 19^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и горячей ( $T \approx 10^5 \text{ град}$ ) плазмы. Начавшийся еще в период поглощения энергии лазерного излучения разлет плазмы продолжается. Формируется ударная волна, отчетливо наблюдаемая на интерферограммах лазерной искры начиная с моментов времени 60—100 нсек после возникновения пробоя <sup>86</sup>, <sup>94</sup>.

В первом приближении распространение ударной волны может быть описано теорией сильного точечного взрыва <sup>131</sup>, <sup>132</sup>. Закон движения ударной волны для случая сферической симметрии дается соотношением

$$r = \xi_0 \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (21)$$

где  $E$  — выделившаяся в центре взрыва энергия,  $\rho_0$  — исходная плотность газа,  $\xi_0$  — безразмерная постоянная, зависящая от эффективного показателя адиабаты  $\gamma$ . Скорость распространения ударной волны равна

$$D = \frac{dr}{dt} = \frac{2}{5} \xi_0 \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5}. \quad (22)$$

Однако реальный случай распространения ударной волны, инициируемой лазерной искрой, существенно отличается от идеализированной задачи о точечном взрыве. Прежде всего, выделение энергии происходит не мгновенно, а за время, сравнимое с длительностью лазерного импульса, и не в точке, а в объеме конечных размеров ( $10^{-4}$ — $10^{-5} \text{ см}^3$ ). Обычно это конус с углом при вершине  $\approx 10^\circ$  и высотой в несколько мм. В результате этого лазерная искра с самого начала имеет не сферическую, а грушевидную форму. С течением времени форма фронта приближается к сферической, однако к этому времени давление на фронте ударной волны делается сравнимым с давлением окружающего газа, и распространение ударной волны следует описывать с помощью теории взрыва с учетом противодействия <sup>132</sup>. Кроме того, из-за конечных размеров объема энерговыделения температура в центре лазерной искры конечна, а плотность газа отлична от нуля, в то время как по теории точечного взрыва при приближении к центру температура стремится к бесконечности, а плотность — к нулю.

Попытка расчета формы и движения фронта ударной волны для случая выделения энергии в коническом объеме была сделана Панарелло и Савичем <sup>133</sup>. Задача решалась методом возмущений в предположении автомодельности. Рассчитанная форма ударной волны хорошо согласуется с наблюдаемой в работе <sup>94</sup>. Из теоретического рассмотрения следует, что разность осей овала, которым можно аппроксимировать ударную волну, должна очень медленно меняться со временем.

Экспериментальному исследованию распространения ударной волны посвящен ряд работ <sup>94</sup>, <sup>85</sup>, <sup>86</sup>, <sup>134</sup>—<sup>136</sup>. В работе Алкока и др. <sup>94</sup> было найдено хорошее согласие между профилями плотности за фронтом ударной волны, рассчитанным по интерферограммам и предсказанным теорией сильного взрыва.

В работах <sup>94</sup>, <sup>85</sup>, <sup>86</sup>, <sup>134</sup> исследовалось изменение со временем продольного и поперечного размеров лазерной искры. На рис. 12 показано изменение со временем размеров лазерной искры в воздухе, определенных по теневым фотографиям <sup>134</sup>. Как видно из рисунка, разность продольного и поперечного размеров практически не меняется со временем в хорошем соответствии с теоретическими расчетами <sup>133</sup>.



Детальное сравнение распространения ударной волны от лазерной искры с теорией точечного взрыва проведено в работах <sup>135, 136</sup>. На рис. 13 представлена полученная в этой работе зависимость отношения энергии ударной волны  $E_{ув}$  к полной энергии лазерного импульса  $E$  от давления газа. Как видно, для He и  $H_2$  доля энергии, заключенная в ударной волне, возрастает по мере увеличения давления, что обусловлено

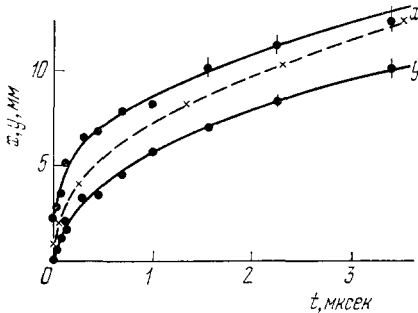


Рис. 12. Изменение со временем продольного (x) и поперечного (y) размеров искры <sup>134</sup>.

Штриховая линия — теоретическая кривая для сферической ударной волны

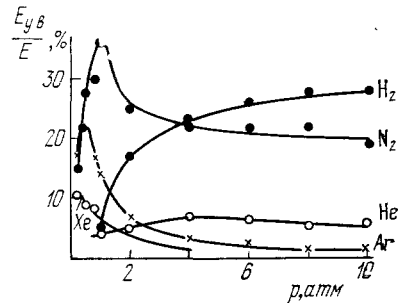


Рис. 13. Зависимость отношения энергии ударной волны к полной энергии лазерного импульса от давления газа <sup>135</sup>.

ростом коэффициента поглощения плазмы. Для  $N_2$ , Ar и Xe на кривых наблюдается максимум, появление которого, по мнению авторов, обусловлено увеличением потерь энергии на излучение за время, прошедшее от возникновения плазмы до отделения от нее ударной волны.

б) Отрыв фронта ударной волны от светящейся области. Для сильного взрыва характерно явление отрыва фронта ударной волны от светящейся области, называемой «огненным шаром» <sup>137, 138</sup>. Отрыв происходит в момент, когда скорость ударной волны, а следовательно, и температура за ее фронтом снижаются до величин, недостаточных для заметной ионизации и возбуждения газа. Это явление наблюдается также и при распространении ударной волны, инициированной лазерной искрой (рис. 14 <sup>139</sup>). Как видно из рисунка, отрыв области свечения линии  $H_{\alpha}$  (лазерная искра получалась в смеси воздуха с водородом) от фронта ударной волны происходит в момент времени  $\approx 200$  нсек при скорости ударного фронта  $\approx 10$  км/сек, что соответствует температуре за фронтом ударной волны в воздухе  $\approx 15\,000^\circ$  (см. <sup>137</sup>).

Представляет интерес сравнение радиуса огненного шара в момент отрыва от него ударной волны  $r_{о.ш}$  и времени отрыва  $t_{о.ш}$  для лазерной искры и мощного ядерного взрыва. Если считать, что отрыв происходит при некоторой критической скорости ударной волны  $D_{кр}$ , то для момента отрыва, в соответствии с (22), получим

$$t_{о.ш} = \left( \frac{2}{5} \xi_0 \right)^{5/3} D_{кр}^{-2/3} \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/3}. \quad (23)$$

Радиус огненного шара в момент отрыва найдем, подставляя  $t_{о.ш}$  в формулу (21):

$$r_{о.ш} = \left( \frac{2}{5} \right)^{2/3} \xi_0^{5/3} D_{кр}^{-2/3} \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/3}. \quad (24)$$

Таким образом, при изменении энергии взрыва момент отрыва и радиус огненного шара должны меняться как  $E^{1/3}$ . Для ядерного взрыва, при котором выделяется энергия  $E_{я.в} \approx 10^{21}$  эрг, отрыв ударной волны происходит примерно через 15 мсек после взрыва, и радиус огненного шара в этот момент составляет  $\approx 100$  м <sup>138</sup>. Для

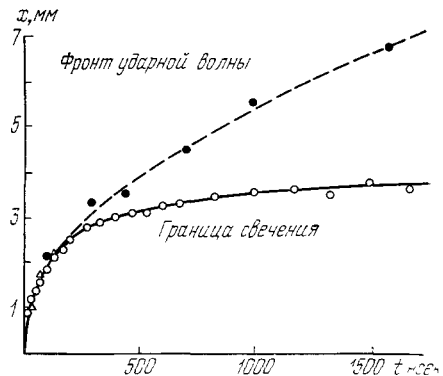


Рис. 14. Отрыв фронта ударной волны от области свечения линии  $H_{\alpha}$  <sup>139</sup>.

лазерной искры, образованной лазерным импульсом с энергией  $E_{л.и} \approx 0,5 \text{ дж} = 5 \cdot 10^6 \text{ эрг}$ , соответствующие величины должны быть в  $\sqrt[3]{E_{н.в}/E_{л.и}} \approx 6 \cdot 10^4$  раз меньше. Таким образом, для момента отрыва ударной волны в случае лазерной искры получим  $t_{0.ш} = 1,5 \cdot 10^{-2} / 6 \cdot 10^4 \text{ сек} = 250 \text{ нсек}$ , а радиус огненного шара при этом равен  $r_{0.ш} = 10^4 \text{ см} / 6 \cdot 10^4 = 1,7 \text{ мм}$ , что достаточно хорошо согласуется с измеренными значениями  $t_{0.ш} = 200 \text{ нсек}$  и  $r_{0.ш} = 1,2 \text{ мм}$  (см. рис. 14).

На аналогии между ядерным взрывом и лазерной искрой было указано в работе Аскарьяна и др.<sup>140</sup> В этой работе объем высокоионизованной области  $V_{0.ш}$  был оценен по возмущению внешнего магнитного поля. Измеренная авторами величина  $V_{0.ш} = 10^{-4} \text{ см}^3$ , однако, существенно (на 2 порядка) меньше, чем объем лазерной искры в момент отрыва ударной волны по данным работы<sup>139</sup>.

в) Ореол ионизации. Для мощных взрывов на ранней стадии, предшествующей формированию ударной волны, характерно радиационное расширение огненного шара<sup>137, 138</sup>. Рентгеновское излучение, испускаемое горячей областью, поглощается в окружающих слоях воздуха, нагревая его до высоких температур. Такого рода радиационное расширение светящейся области наблюдалось также и при пробое газов пикосекундными импульсами<sup>63, 101</sup>. Начальная скорость расширения светящейся области составляла  $(3 \div 4) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ .

При пробое газов импульсами наносекундной длительности за время развития гидродинамического движения окружающие плазму слой газа не успевают нагреться до высоких температур. Тем не менее поглощение мягкого рентгеновского и коротковолнового ультрафиолетового излучения приводит к ионизации примыкающих к плазме слоев газа. Это явление было обнаружено Аскарьяном и др.<sup>141</sup> и получило название «ореола ионизации». Исследованию этого явления посвящены также работы<sup>142, 143</sup>. По перекрытию ореолом ионизации СВЧ излучения были оценены размеры ореола ( $r \approx 1 \div 2 \text{ см}$ ) и нижняя граница электронной концентрации в нем ( $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ). Время жизни ореола ионизации зависит от сорта газа. В ряде газов наблюдалось отделение вспышки ионизации быстрого ореола, вызванного поглощением излучения, от медленно нарастающей ионизации, сопровождающей распространение ударной волны. Этот «медленный» ореол существует достаточно долго ( $\approx 10^{-4} \text{ сек}$ ).

Таким образом, через времена порядка сотен наносекунд после конца лазерного импульса лазерная искра представляет собой образование с довольно сложной структурой: центральное горячее ядро окружено слоями более холодного газа, нагретого ударной волной, фронт которой в свою очередь окружен облаком слабо ионизованной плазмы, образовавшейся в результате фотоионизации. Большинство работ, посвященных экспериментальному определению параметров плазмы лазерной искры на поздних стадиях ее развития, относится к исследованию наиболее горячей центральной области плазмы.

г) Измерение электронной концентрации. Электронная концентрация в плазме лазерной искры после конца лазерного импульса определялась методами обычной и голографической интерферометрии, а также спектроскопическими методами — по штарковским контурам спектральных линий.

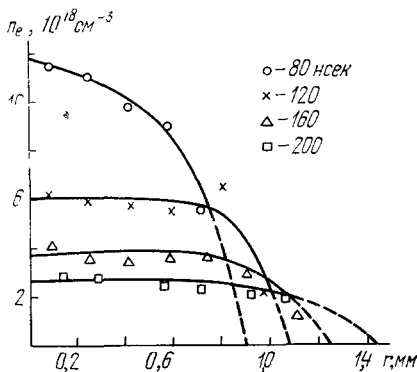


Рис. 15. Радиальное распределение электронной концентрации в плазме лазерной искры в воздухе ( $p = 1 \text{ атм}$ )<sup>145</sup>.

При интерферометрических измерениях необходимо учитывать, что сдвиги полос на интерферограммах лазерной искры обусловлены как наличием электронного газа, так и уменьшением концентрации тяжелых частиц в центральных областях плазмы. Поэтому для измерения электронной концентрации необходимо либо получать интерферограммы в свете двух длин волн, либо делать какие-нибудь предположения о перераспределении концентрации атомов в лазерной искре.

Измерение электронной концентрации в лазерной искре методом двухдлиновой интерферометрии было выполнено Алкоком и Рамсденом<sup>144</sup>.

В работе Комиссаровой и др.<sup>145</sup> методом голографической интерферометрии исследовалось радиальное распределение электронной концентрации в плазме лазерной искры в течение первых 200 нсек после пробоя (рис. 15). Характерным является отсутствие сколько-нибудь значительных градиентов электронной концентрации вблизи центра лазерной искры. К моментам времени  $\approx 100 \text{ нсек}$  после

начала пробоя выравниваются также и продольные градиенты электронной концентрации, существовавшие на ранних стадиях (см. рис. 10). Это свидетельствует, по-видимому, и об относительном постоянстве температуры и концентрации тяжелых частиц во внутренних областях искры на этих стадиях. В работе <sup>145</sup> было показано, что полное (интегральное по объему) количество электронов в плазме ( $\approx 3 \cdot 10^{16}$ ) остается практически постоянным в течение времени от 84 до 210 нсек.

Об интерференционно голографическом исследовании лазерной искры в воздухе в интервале от 1 до 38 мксек сообщается также в работе <sup>146</sup>. Интерферометрическое исследование лазерной искры в ксеноне проведено в работах Хугеншмидта <sup>98-100</sup>. Наблюдавшиеся в этих работах профили электронной концентрации, так же как и в случае лазерной искры в воздухе (рис. 15 <sup>145</sup>), плоские вблизи центра плазмы и резко обрываются на расстоянии  $\approx 0,7$  радиуса фронта ударной волны.

В ряде работ электронная концентрация в лазерной искре определялась по штарковским контурам спектральных линий, излучаемых плазмой. Временные развертки контуров спектральных линий для искры в смеси водорода и гелия были получены в работе Евтушенко и др. <sup>147</sup>. Ширины линий  $H_{\alpha}$  и  $He I \lambda 5876 \text{ \AA}$  менялись в течение первой микросекунды от 200 до 20  $\text{\AA}$ , что соответствует изменению концентрации электронов от  $10^{19}$  до  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Измерения электронной концентрации в плазме лазерной искры в водороде по контурам спектральных линий выполнены Литваком и Эдвардом <sup>148</sup>. Аналогичным способом исследовалось временное изменение электронной концентрации в лазерной искре в гелии в работах <sup>149, 150</sup>. Спектроскопические методы были использованы для исследования пространственной структуры плазмы лазерной искры в гелии в работе <sup>149</sup>.

В работе Евтушенко и др. <sup>151</sup> концентрация электронов в искре в водороде определялась по контурам линии  $H_{\alpha}$  в поглощении.

Микроволновая методика была применена для определения концентрации электронов в лазерной искре в работе <sup>152</sup>. Лазерная искра получалась в центре резонатора типа Фабри — Перо. Измерения охватывали интервал времени до  $10^{-3} \text{ сек}$  после пробоя, когда концентрация электронов настолько мала ( $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), что измерение ее оптическими методами уже невозможно.

Временный ход электронной концентрации в лазерной искре в интервале от 100 нсек до нескольких мксек по данным разных авторов представлен на рис. 16.

Изменение электронной концентрации обусловлено двумя факторами: гидродинамическим разлетом и рекомбинационными процессами. Для лазерной искры в водороде в начальной стадии разлета степень ионизации близка к единице и  $n_e \sim r$ . Характер изменения со временем плотности газа  $\rho$  в центральных областях лазерной искры из-за конечности объема энерговыделения должен существенно отличаться от даваемого теорией точечного взрыва. В то же время изменение со временем размеров ударной волны, в соответствии с экспериментальными данными, в первом приближении можно описать формулой (21), вытекающей из теории точечного взрыва, согласно которой  $r \sim t^{2/5}$ . Если предположить, что плотность газа в центре обратно пропорциональна объему, охваченному ударной волной, то для сферической геометрии  $n_e \sim \frac{1}{r^3} \sim t^{-6/5}$ . Это соответствует наклону графика функции  $\lg n_e = f(\lg t)$ , равному  $-1,2$ , что близко к наблюдаемому в большинстве работ. Для более поздних моментов времени, когда необходим учет противодавления, характер объемного расширения меняется. С другой стороны, по мере охлаждения плазмы все большую роль в изменении  $n_e$  начинают играть рекомбинационные процессы. Изучению рекомбинации в плазме лазерной искры в водороде и гелии посвящены работы <sup>148, 149</sup>.

д) Измерение температуры плазмы. Первые оценки электронной температуры в плазме лазерной искры в воздухе были сделаны в работе Мандельштама и др. <sup>154</sup>. Температура определялась по отношению интенсивностей линий  $N II$

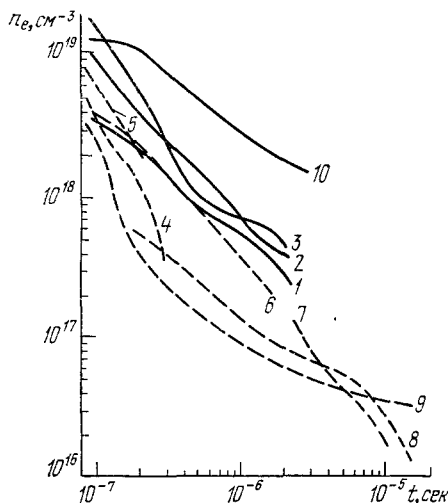


Рис. 16. Изменение со временем электронной концентрации в лазерной искре. 1 —  $H_2$ , 4 атм <sup>148</sup>; 2 —  $H_2$ , 8 атм <sup>148</sup>; 3 —  $H_2$ , 6 атм <sup>151</sup>; 4 — воздух, 1 атм <sup>144</sup>; 5 — воздух, 1 атм <sup>145</sup>; 6 —  $He$ , 4 атм <sup>150</sup>; 7 —  $He$ , 5 атм <sup>149</sup>; 8 —  $He$ , 0,75 атм <sup>153</sup>; 9 —  $He$ , 0,5 атм <sup>153</sup>; 10 —  $Xe$ , 1,4 атм <sup>98-100</sup>.

в интегральном по времени спектре лазерной искры. Полученное значение  $T_e \approx 5 \cdot 10^4$  °К относится к поздней (после конца лазерного импульса) стадии развития искры.

Изменение температуры со временем для лазерной искры в водороде исследовано Литваком и Эдвардсом<sup>148</sup>. Температура определялась по отношению интенсивности линии  $H_\alpha$  к интенсивности сплошного спектра. Аналогичная методика была применена для определения температуры лазерной искры в гелии в работе<sup>150</sup>.

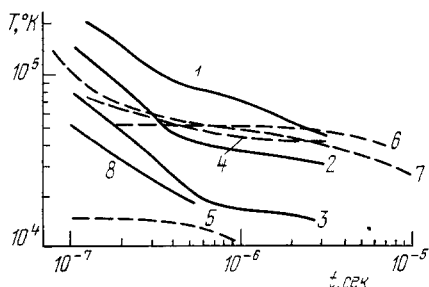


Рис. 17. Изменение со временем температуры плазмы лазерной искры.

1 —  $H_2$ , 4 атм<sup>148</sup>; 2 —  $H_2$ , 8 атм<sup>148</sup>; 3 —  $H_2$ , 6 атм<sup>151</sup>; 4 —  $He$ , 4 атм<sup>150</sup>; 5 —  $He$ , 10 атм<sup>150</sup>; 6 —  $He$ , 0,75 атм<sup>152</sup>; 7 —  $He$ , 0,5 атм<sup>152</sup>; 8 —  $He$ , 1,4 атм<sup>150</sup>.

В ряде работ температура определялась по отношению излучательной способности плазмы к ее поглощательной способности<sup>151, 155</sup>. В работе Хугеншмидта<sup>100</sup> температура плазмы лазерной искры в ксеноне определялась по спектральному распределению сплошного излучения в ультрафиолетовой области.

На рис. 17, построенном по данным разных авторов, приводятся зависимости температуры от времени. В большинстве случаев температура довольно быстро убывает в течение нескольких сотен *нсек* после пробоя, а затем остается практически постоянной. Очень слабая зависимость температуры от времени наблюдалась для лазерной искры в гелии в работах<sup>153, 155</sup>.

Уменьшение температуры в начальной стадии разлета происходит в результате адиабатического расширения плазмы. В дальнейшем изменение температуры замедляется, что может быть обусловлено, с одной стороны, замедлением расширения и, с другой стороны, выделением дополнительной энергии при рекомбинации. В частности, очень медленное изменение со временем температуры плазмы лазерной искры в гелии, по-видимому, обусловлено рекомбинационными процессами<sup>149, 150</sup>.

е) Измерение концентрации тяжелых частиц в плазме. Как уже отмечалось, характер изменения концентрации тяжелых частиц и ее пространственное распределение должны существенно отличаться от даваемых теорией точечного взрыва. Поэтому измерение плотности газа в центральных областях лазерной искры представляет особый интерес.

Методы двухдлинноволновой интерферометрии, в принципе, позволяют измерить концентрацию тяжелых частиц в плазме. В работах Комиссаровой и др.<sup>85, 86</sup> было показано, что уже через 60 *нсек* после пробоя тяжелые частицы оказываются практически полностью вытесненными в ударную волну. Однако точность интерферометрических измерений позволяет лишь утверждать, что концентрация тяжелых частиц в центральных областях меньше некоторой предельной величины  $n_{пр}$  (для воздуха  $n_{пр} \approx 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Приведенная в работе Хугеншмидта и др.<sup>99</sup> оценка концентрации атомов в центральной зоне  $n_a < 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, полученная в результате обработки двухдлинноволновых интерферограмм искры в ксеноне, представляется нам в значительной степени заниженной, поскольку в этой работе фактически определялась концентрация не только атомов, а всех тяжелых частиц, включая и ионы, и потому полученный результат трудно согласовать с определенной в той же работе концентрацией электронов  $n_e \approx 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Непосредственное изменение концентрации атомов в плазме лазерной искры в водороде проведено в работе Евтушенко и др.<sup>151</sup>. Концентрация возбужденных атомов водорода определялась по линии  $H_\alpha$  в поглощении. Концентрация нормальных атомов рассчитывалась по формуле Больцмана для измеренных в той же работе температур.

Полученные в работе<sup>151</sup> результаты позволили проследить за изменением со временем массовой плотности  $\rho = m_H(n_e + n_a)$  ( $m_H$  — масса атома водорода) и давления  $p = kT(n_a + 2n_e)$  в центральных областях лазерной искры. На рис. 18 приводятся данные об изменении со временем плотности, давления и температуры плазмы. На стадии от  $5 \cdot 10^{-8}$  до  $5 \cdot 10^{-7}$  сек графики зависимости  $\lg(\rho/\rho_0)$ ,  $\lg(p/p_0)$  и  $\lg T$  от  $\lg t$  ( $\rho_0$  и  $p_0$  — исходные плотность и давление газа) можно аппроксимировать прямыми с наклоном  $-1,3$ ,  $-2,1$  и  $-0,85$ . Если считать, что плотность меняется обратно пропорционально объему, охваченному ударной волной,  $\rho \sim V^{-1}$ , выполняется условие адиабатичности  $pV^\gamma = \text{const}$ , и в то же время предположить, что радиус ударной волны меняется как  $t^{2/5}$ , в соответствии с теорией точечного взрыва, то, как нетрудно показать, параметры плазмы должны меняться так:  $\rho \sim t^{-6/5}$ ,  $p \sim t^{-6/5}$  и  $T \sim p/\rho \sim t^{-(6/5)(\gamma-1)}$ . Положив  $\gamma = 5/3$ , получим  $\rho \sim t^{-1,2}$ ,  $p \sim t^{-2}$  и  $T \sim t^{-0,8}$ , что хорошо согласуется с наклоном экспериментальных графиков.

Для более поздних стадий (от  $5 \cdot 10^{-7}$  до  $3 \cdot 10^{-6}$  сек) параметры плазмы меняются очень медленно. Давление в центре при этом оказывается близким к исходному давлению. Такую относительную стабилизацию параметров плазмы можно объяснить прекращением расширения газа вблизи центра, когда давление в центральных областях равно внешнему. Согласно теории точечного взрыва с учетом протитовдавления<sup>132</sup>, давление газа в центре взрыва практически перестает меняться для времен  $\tau \approx 0,2 \tau_0$ , где  $\tau_0$  — динамическое время, определяемое соотношением

$$\tau_0 = E_0^{1/3} \rho_0^{1/2} p_0^{-5/6}. \quad (25)$$

Экспериментальным условиям работы<sup>152</sup> (искра в водороде при давлении 6 атм) соответствуют значения  $\rho_0 = 5,4 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>,  $p_0 = 6 \cdot 10^6$  дин/см<sup>2</sup> и  $E_0 \approx 10^6$  эрг (энергия лазерного импульса 0,5 Дж; однако, в соответствии с результатами работ<sup>135, 136</sup>, на образование ударной волны идет только 20—25% энергии лазерного импульса; см. рис. 13). Подставляя эти данные в (25), получим  $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-6}$  сек и  $\tau = 10^{-6}$  сек, что достаточно близко к наблюдаемому времени стабилизации давления.

В работе<sup>148</sup> падение давления в центре искры наблюдалось вплоть до времен  $\approx \tau_0$ , причем оно снижалось до величин, значительно меньших  $p_0$ . Это, по-видимому, обусловлено недостаточно точным учетом вклада в суммарное давление парциального давления атомов.

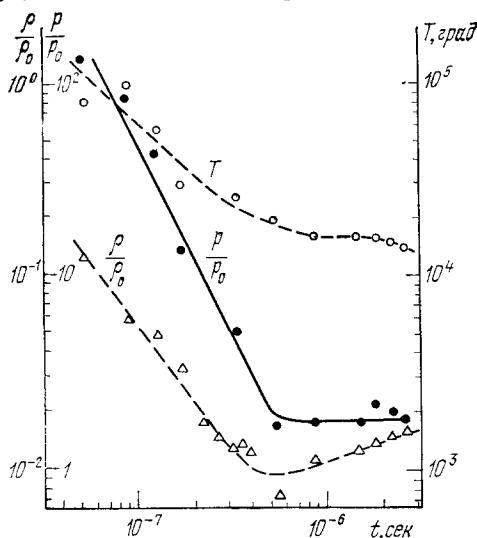


Рис. 18. Изменение со временем температуры  $T$ , массовой плотности  $\rho$  и давления  $p$  в плазме лазерной искры в водороде ( $\rho_0$  и  $p_0$  — исходные плотность и давление газа)<sup>151</sup>.

## 5. ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

а) Получение высокотемпературной плазмы. Одним из наиболее интересных направлений исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом являются попытки нагрева плазмы до термоядерных температур. Хотя в большинстве работ, посвященных этой проблеме, рассматривается взаимодействие лазерного излучения с твердыми мишенями \*) (см., например, <sup>156</sup>), однако Пашиным и Прохоровым<sup>157</sup> проведены расчеты, согласно которым использование для этой цели пробоя в газах также может оказаться перспективным. Преимуществом газовой среды является возможность работы при таких плотностях плазмы, когда можно пренебречь отражением от нее излучения, т. е. когда  $\nu > \nu_{пл}$  ( $\nu$  — частота излучения,  $\nu_{пл}$  — плазменная частота). Для излучения рубинового и неодимового лазеров это условие приводит к концентрации электронов в плазме  $n_e \leq 10^{21}$  см<sup>-3</sup>.

Существенным препятствием к достижению высоких (термоядерных) температур при пробое газов лазерным излучением (так же как и при взаимодействии с твердыми мишенями) является движение зоны энерговыведения навстречу лазерному излучению и гидродинамический разлет плазмы, в результате чего не удается ограничить зону энерговыведения фокальным объемом линзы. При этом одного увеличения вкладываемой энергии оказывается недостаточно для существенного увеличения температуры плазмы, поскольку с ростом интенсивности излучения растет и объем энерговыведения.

Таким образом, на первый план выдвигается проблема удержания плазмы и локализации объема энерговыведения. Для решения этой проблемы Пашин и Прохоров<sup>157</sup> предложили использовать специальную газовую мишень, схема которой приведена на рис. 19. Плазма образуется внутри канала, ограниченного массивной трубкой, закрытой с торцов тонкими прозрачными пленками. Массивная оболочка препятствует радиальному разлету плазмы. Для уменьшения потерь энергии при взаимодействии плазмы с оболочкой предлагается использовать магнитное поле,

\*) Обзор работ, посвященных взаимодействию лазерного излучения с твердыми мишенями, сделан Де Михелисом<sup>184</sup>.

параллельное оси трубки. Согласно численным оценкам, приведенным в статье<sup>157</sup>, для нагрева смеси дейтерия с тритием при исходном давлении 20 атм в трубке диаметром 1,5 мм и длиной 6 см до температуры  $\approx 10^8$  °К и получения положительного выхода энергии термоядерного синтеза необходима энергия  $(3 \div 5) \cdot 10^5$  дж при длительности лазерного импульса  $\approx 70$  нсек и магнитное поле  $\approx 10^6$  э. Эти величины находятся в реально достижимых пределах.

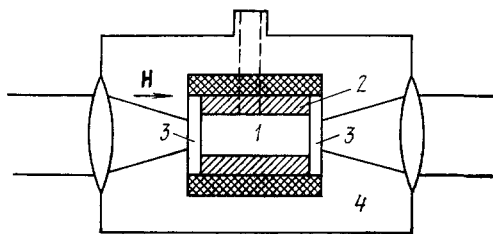


Рис. 19. Схема специальной газовой мипени с магнитным полем<sup>157</sup>.

1 — канал с газом, 2 — массивная трубка, 3 — окошки, 4 — вакуумная камера.

из условия, что магнитное давление должно быть больше газокINETического давления плазмы. Это приводит к следующему соотношению между величиной поля и параметрами плазмы:

$$n_e kT < \frac{H^2}{8\pi}. \quad (26)$$

Исходя из этого общего условия, в работе<sup>158</sup> было найдено значение магнитного поля для случая плазменного образования цилиндрической формы с начальным диаметром 0,1 мм и длиной 1 мм при исходной концентрации ионов дейтерия  $2 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и  $T = 10^7$  град. Оно оказалось равным примерно  $10^7$  э.

Однако в реальных случаях температура плазмы лазерной искры и концентрация электронов в ней значительно ниже величин, принятых в этих расчетах, и поэтому можно ожидать воздействия на плазму более слабых полей.

Кайтмазов и др.<sup>159</sup> показали, что для того, чтобы магнитное поле взаимодействовало с лазерной искрой, помимо выполнения условия (26) необходимо также, чтобы размеры плазмы превышали толщину скин-слоя. Согласно расчетам авторов, в их экспериментальных условиях поля ниже  $3 \cdot 10^5$  э практически не должны воздействовать на лазерную искру. В соответствии с этим исследование проводилось в поле  $4 \cdot 10^5$  э. Лазерная искра в воздухе получалась при фокусировании излучения неодимового лазера с энергией 2—3 дж. Если направление поля совпадало с направлением лазерного луча, то вместо четочной структуры, наблюдаемой в отсутствие поля, искра имела вид гладкой, вытянутой вдоль поля линии. Если же направление поля составляло с направлением лазерного луча угол  $45^\circ$ , то искра вытягивалась не в направлении луча, как обычно, а вдоль направления поля.

Вардзигулова и др.<sup>160</sup> обнаружили, что для искры в воздухе при давлении 1 атм и ниже наложение магнитного поля  $2 \cdot 10^5$  э приводит к увеличению интегральной по времени светимости искры (при  $p = 240$  тор светимость возрастала в 1,4 раза). Это связано, вероятно, с более медленным разлетом плазмы в магнитном поле на поздних стадиях ее развития. В этой работе обнаружено также снижение порога пробоя в присутствии магнитного поля, что может быть обусловлено уменьшением диффузии электронов из фокального объема. Следует заметить, что в работе Эдвардса и Литвака<sup>161</sup> снижения порога пробоя для искры в аргоне в полях до  $10^5$  э не наблюдалось.

Чен и др.<sup>162</sup> исследовали влияние магнитного поля на искру, возбуждаемую рубиновым лазером в воздухе, бутане и гелии. Приложенное ими поле ( $H = 2 \cdot 10^5$  э), было, в отличие от предыдущих опытов, перпендикулярно направлению лазерного пучка. В этих условиях также не наблюдалось зависимости порога пробоя от величины магнитного поля, однако было установлено отчетливое увеличение длительности свечения искры в магнитном поле.

Наряду с влиянием магнитного поля на искру было обнаружено, что сама искра в период воздействия на нее лазерного излучения обладает дипольным магнитным моментом, перпендикулярным направлению лазерного луча<sup>163</sup>. Магнитный момент появляется при асимметричном прохождении лазерного пучка через линзу, а его ориентация определяется смещением оси пучка относительно центра линзы.

Аскарьян и др.<sup>164, 165</sup> исследовали диамагнитное возмущение внешнего магнитного поля лазерной искрой. Искра образовывалась в магнитном поле (до  $10^4$  э), параллельном лазерному лучу. Измерялся индукционный сигнал с катушки  $\phi$  6 мм, охватывающей искру. Наблюдавшееся диамагнитное возмущение внешнего поля связано с распространением ударной волны и длится в течение интервала времени, в сотни раз превосходящего длительность лазерного импульса.

в) Некоторые схемы получения лазерной искры. Для увеличения эффективности нагрева плазмы лазерной искры был предложен ряд способов. Так, в работе <sup>166</sup> предлагается возбуждать лазерную искру, фокусируя излучение на фронт ударной волны, образованной ранее другой, вспомогательной, лазерной искрой. Соответствующая схема дана на рис. 20. Ось лазерного пучка, образующей вспомогательную лазерную искру, перпендикулярна плоскости чертежа. При такой геометрии при первом пересечении лазерным пучком фронта ударной волны лазерная искра не возникает из-за малой плотности светового потока. Пробой происходит на удаленной от фокусирующей линзы поверхности ударного фронта. При этом образуется

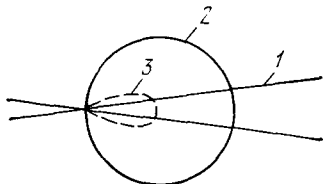


Рис. 20. Образование лазерной искры при фокусировании лазерного излучения на фронт ударной волны <sup>166</sup>.

1 — лазерный пучок, 2 — фронт ударной волны, образованный вспомогательной лазерной искрой, 3 — вторичная ударная волна.

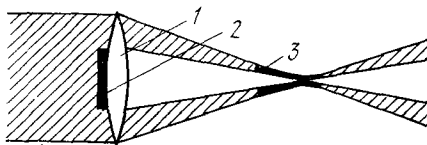


Рис. 21. Лазерная искра (3), образованная линзой (1), центральная часть которой закрыта непрозрачным экраном (2) <sup>167</sup>.

вторичная ударная волна. Однако выделения энергии на фронте этой волны, распространяющемся навстречу лазерному излучению, не происходит из-за малой плотности газа внутри ударной волны. Таким образом, зона энерговыделения оказывается локализованной вблизи фокуса линзы. Это должно приводить к увеличению плотности поглощенной вблизи фокуса энергии и соответствующему росту температуры плазмы.

Ряд оригинальных схем получения лазерной искры предложен в работах Аскарьяна и др. <sup>167, 168</sup>. В первой из этих работ предлагается для фокусирования лазерного излучения использовать линзу, центральная часть которой закрыта непрозрачным экраном (рис. 21). Даваемая такой линзой искра имеет трубчатую геометрию, и в результате «схлопывания» ударных волн можно ожидать существенного повышения температуры и давления на оси искры. В работе <sup>168</sup> для фокусировки использовалась цилиндрическая линза, что позволило получить линейную лазерную искру, которая может быть использована для моделирования линейных взрывов и цилиндрических ударных волн и для сверхбыстрого замыкания высоковольтных разрядников с большими расстояниями между электродами. Протяженную искру можно получить также, используя большую сферическую aberrацию конической линзы. Такая схема применялась в работе Зельдовича и др. <sup>169</sup>. При использовании фокусировки конической линзой вновь образующиеся очаги плазмы не перекрывают доступ к ранее образованным областям, чем достигается более однородный, чем при использовании сферических линз, нагрев плазмы. Интересно отметить, что скорость фронта пробоя при образовании протяженной искры может быть очень велика, даже больше скорости света, поскольку развитие пробоя определяется характером распределения поля на оси.

В работе Мида <sup>170</sup> для получения лазерной искры в одну точку камеры с газом фокусировалось направленное под разными углами излучение двенадцати синхронизированных лазеров. Такая схема позволила осуществить близкий к сферически симметричному нагрев плазмы.

Упомянем также работу Аскарьяна и Тарасовой <sup>171</sup>, в которой исследовалась лазерная искра в облачке газа, выпускаемом в вакуумную камеру через быстродействующий клапан. Авторы предлагают использовать такую плазму для заполнения плазменных ловушек.

Лазерная искра, образующаяся в струе газа, вытекающей из камеры высокого давления в вакуум, исследовалась в работах <sup>172, 173</sup>. Излучение лазера фокусировалось в область сильного градиента плотности газа. При этом граница плазмы распространялась не в сторону фокусирующей линзы, а от нее — в направлении увеличения плотности газа <sup>172</sup>. Этот случай является промежуточным между искрой в однородном газе и плазмой, образованной на поверхности твердой мишени.

г) Поджиг электрического разряда лазерной искрой и другие применения. Имеется ряд работ, в которых лазерная искра используется для поджига электрического разряда. Большинство работ по лазерному поджигу искрового промежутка выполнено при фокусировке излучения лазера на

поверхности одного из электродов. Обзор этих работ приведен в статье Гунтера и Беттиса <sup>174</sup>.

Поджиг разряда с помощью лазерной искры в газах осуществлялся в работах Владимиров и др. <sup>175</sup>. Пробой в результате соприкосновения плазмы лазерной искры с электродами происходит при напряжениях на 2—3 порядка более низких, чем в отсутствие плазмы. Лазерная искра позволяет удобно синхронизовать пробой промежутка с другими процессами.

Купман и Уилкерсон <sup>176</sup> наблюдали пробой высоковольтного промежутка (250 кВ, 130 Дж), поджигаемого длинной лазерной искрой, образованной мощным неодимовым лазером. Распространение стримера происходило строго вдоль лазерной искры.

Снижение пробивного напряжения наблюдалось и в тех случаях, когда плотность световой энергии в фокусе недостаточна для возникновения искры. Так, Акманов и др. <sup>177</sup> поджигали высоковольтный промежуток, фокусируя между электродами излучение 4-й гармоники неодимового лазера при интенсивностях на два порядка ниже порога оптического пробоя.

Среди других применений лазерной искры следует отметить возможность использования пробоя газа в качестве оптического затвора, ограничивающего пиковую мощность проходящего через него лазерного импульса <sup>178</sup>. Если мощность входного импульса превышает порог пробоя, то в камере с газом, где фокусируется излучение, происходит пробой и оставшаяся часть импульса поглощается в образовавшейся плазме. Прохождение лазерного излучения через такой затвор можно использовать также для сокращения длительности лазерного импульса. Такой укороченный импульс использовался, в частности, в работах <sup>96</sup>, <sup>97</sup> для целей оптической диагностики лазерной искры, а также в работе <sup>54</sup> для исследования зависимости порога пробоя излучения лазера на CO<sub>2</sub> от длительности лазерного импульса.

Следует отметить также, что большая яркость лазерной искры позволяет использовать ее в качестве источника света для наблюдения спектров поглощения <sup>151</sup>, <sup>179</sup>, <sup>180</sup>, а высокая температура на начальных стадиях развития искры дает возможность возбуждать с ее помощью сплошной спектр, а также спектры высокоионизованных атомов, простирающиеся далеко в область вакуумного ультрафиолета <sup>181</sup>, <sup>182</sup>.

Следует также отметить возможность применения лазерной искры для спектрального анализа газов, заключенных в отпаянные стеклянные баллоны, без их вскрытия.

Открытая всего десять лет назад лазерная искра благодаря своим совершенно уникальным свойствам привлекла к себе большое внимание исследователей и сейчас, пожалуй, изучена не хуже, чем обычный искровой разряд, исследование которого ведется уже около ста лет. Можно думать, что в дальнейшем лазерная искра найдет широкое применение не только в физических исследованиях, но и в ряде технических приложений.

*Дополнение.* За время подготовки обзора к печати было опубликовано значительное количество работ, посвященных исследованию лазерной искры. Часть из них приведена в дополнительном списке литературы.

Работы <sup>185</sup> посвящены теоретическим и экспериментальным исследованиям основных механизмов пробоя — многофотонной и лавинной ионизации. В большой группе работ <sup>186</sup> исследован пробой газов излучением лазера на CO<sub>2</sub>.

Развитию лазерной искры в период воздействия на нее лазерного излучения посвящены работы <sup>187</sup>, <sup>188</sup>; в большинстве из них исследовались лазерные искры, образованные лазерами на CO<sub>2</sub>, работающими либо в импульсном, либо в стационарном режиме. В работах <sup>188</sup> сообщается об экспериментальном наблюдении комптоновского рассеяния лазерного излучения в плазме лазерной искры.

Исследованию развития лазерной искры после конца лазерного импульса и определению параметров плазмы на поздних стадиях ее развития посвящены работы <sup>189</sup>. Последующие работы посвящены возможным применениям лазерной искры для достижения термоядерных температур <sup>190</sup> и для инициирования направленного электрического пробоя <sup>191</sup>.

Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, Proc. of the 3rd Intern. Quantum Electronics Conference, Paris, 1963.
2. Ю. П. Райзер, УФН 87, 29 (1965).
3. C. De Michelis, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 188 (1969).
4. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ 47, 1945 (1964).
5. Ф. В. Букин, А. М. Прохоров, ibid. 46, 1090.
6. P. Nelson, C. R. Ac. Sci. 259, 2185 (1964); 261, 3089 (1965).



7. A. H. Gold, H. B. Webb, Phys. Rev. Lett. **14**, 60 (1965).
8. H. B. Webb, A. H. Gold, Phys. Rev. **143**, 1 (1966) (см. перевод в сборнике «Действие лазерного излучения», М., «Мир», 1968).
9. B. A. Tozer, *ibid.* **A137**, 1665 (1965).
10. V. M. Morton, Proc. Phys. Soc. **92**, 301 (1967).
11. Y. Gontier, M. Frahn, C. R. Ac. Sci. **B264**, 499 (1967).
12. Л. П. Котова, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **52**, 732 (1967).
13. E. R. Peregrini, сборник «Physics and Quantum Electronics», N. Y., 1966 (см. перевод, как <sup>8</sup>).
14. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1392; **51**, 309 (1966); **52**, 515 (1967).
15. S. L. Chin, Canad. J. Phys. **48**, 1314 (1970).
16. Г. С. Воронов, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, О. В. Кудреватова, Письма ЖЭТФ **2**, 377 (1965).
17. Г. С. Воронов, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ **51**, 1660 (1966).
18. Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, *ibid.* **50**, 78.
19. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ **54**, 1067 (1968).
20. P. Agostini, J. F. Bonnal, G. Mainfray, C. Manus, C. R. Ac. Sci. **B266**, 1034 (1968).
21. P. Agostini, G. Barjot, G. Mainfray, C. Manus, *ibid.* **A31**, 367 (1970).
22. G. Baravian, R. Benattar, J. Bretagne, J. L. Godart, G. Sultan, Appl. Phys. Lett. **16**, 162 (1970).
23. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Н. П. Донская, К. Б. Петросян, Письма ЖЭТФ **9**, 103 (1969).
24. Г. С. Воронов, ЖЭТФ **51**, 1496 (1966).
25. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ **47**, 1150 (1964).
26. J. R. Wright, Proc. Phys. Soc. **84**, 41 (1964).
27. Д. Д. Рютов, ЖЭТФ **47**, 2194 (1964).
28. Г. А. Аскаръян, М. С. Рабинович, ЖЭТФ **48**, 290 (1965).
29. В. А. Барынин, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ **50**, 472 (1966).
30. A. V. Phelps, сборник <sup>13</sup>, р. 538 (см. перевод, как <sup>8</sup>).
31. M. Young, M. Hercher, J. Appl. Phys. **38**, 4593 (1967).
32. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, Письма ЖЭТФ **8**, 209 (1968).
33. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ **56**, 256 (1969).
34. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, И. А. Полуэкто-  
тов, *ibid.* **57**, 580.
35. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, И. А. Полуэкто-  
тов, Письма ЖЭТФ **15**, 60 (1972).
36. R. W. Mink, W. G. Rado, сборник <sup>13</sup>, р. 527 (см. перевод, как <sup>8</sup>).
37. F. Morgan, L. R. Evans, C. G. Morgan, J. Phys. **D4**, 225 (1971).
38. R. W. Mink, J. Appl. Phys. **35**, 252 (1964).
39. D. H. Gill, A. L. Douglas, Phys. Rev. Lett. **15**, 845 (1965) (см. перевод, как <sup>8</sup>).
40. A. F. Naught, R. G. Meyerand, D. C. Smith, сборник <sup>13</sup>, р. 509 (см.  
перевод, как <sup>8</sup>).
41. R. G. Tomlinson, E. K. Damon, H. T. Buscher, *ibid.*, р. 520 (см. пе-  
ревод, как <sup>8</sup>).
42. W. Holzer, P. Ranson, P. Peretti, IEEE J. Quantum Electron. **QE-7**,  
204 (1971).
43. T. Bergqvist, B. Klemann, Ark. Fys. **31**, 177 (1966).
44. M. Young, C. L. Chin, N. R. Isenor, Canad. J. Phys. **46**, 1537 (1968).
45. D. C. Smith, A. F. Naught, Phys. Rev. Lett. **16**, 1085 (1966) (см. перевод,  
как <sup>8</sup>).
46. Б. Ф. Мульченко, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ **60**, 643 (1971).
47. С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, М. М. Струков, Р. В. Хохлов,  
Письма ЖЭТФ **1**, 42 (1965).
48. H. T. Buscher, R. G. Tomlinson, E. K. Damon, Phys. Rev. Lett. **15**,  
847 (1965) (см. перевод, как <sup>8</sup>).
49. C. Barthelemy, M. Leblanc, M. T. Boucalt, C. R. Ac. Sci. **B266**,  
1234 (1968).
50. A. J. Alcock, C. De Michelis, M. C. Richardson, Appl. Phys. Lett.  
**15**, 72 (1969).
51. В. И. Еремин, Л. В. Норинский, В. А. Прядин, Письма ЖЭТФ **13**,  
433 (1971).
52. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, Г. И. Козлов, В. А. Масюков,  
Ю. П. Райзер, *ibid.* **11**, 343 (1970).
53. D. S. Smith, J. Appl. Phys. **41**, 4501 (1970).
54. D. S. Smith, Appl. Phys. Lett. **19**, 405 (1971).

55. В. Е. Мицук, В. И. Савоскин, В. А. Черников, Письма ЖЭТФ 4, 129 (1966).
56. В. Е. Мицук, В. А. Черников, *ibid.* 6, 627 (1967).
57. Г. М. Бархударова, Г. С. Воронов, В. М. Горбунов, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ 49, 386 (1965).
58. D. S. Smith, R. G. Tomlinson, Appl. Phys. Lett. 11, 73 (1967).
59. A. J. Alcock, C. De Michelis, M. C. Richardson, IEEE J. Quantum Electron. QE-6, 622 (1970).
60. C. C. Wang, L. J. Davis, Phys. Rev. Lett. 26, 822 (1971).
61. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 52, 1610 (1967).
62. A. J. Alcock, C. De Michelis, M. C. Richardson, Phys. Lett. A28, 356 (1968).
63. A. J. Alcock, C. De Michelis, Phys. Rev. Lett. 21, 667 (1968).
64. C. De Michelis, Opt. Comm. 2, 255 (1970).
65. Ф. В. Бункин, И. К. Красюк, В. М. Марченко, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 60, 1326 (1971).
66. И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 9, 581 (1969).
67. И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 58, 1606 (1970).
68. S. A. Ramsden, W. E. Davies, Phys. Rev. Lett. 13, 227 (1964).
69. S. A. Ramsden, P. Savic, Nature 203, 1217 (1964).
70. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 48, 1508 (1965).
71. J. W. Daiber, H. M. Thompson, Phys. Fluids 10, 1162 (1967).
72. Ю. П. Райзер, Письма ЖЭТФ 7, 73 (1968).
73. J. L. Champetier, C. R. Ac. Sci. 261, 3954 (1965).
74. J. L. Champetier, M. Conaïron, Y. Vendenboomgaerde, *ibid.* B267, 1133 (1968).
75. R. E. Kidder, Nucl. Fusion 8, 3 (1968).
76. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. С. Зуев, О. Н. Крохин, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, Ю. Ю. Стойлов, ЖЭТФ 48, 1583 (1965).
77. A. J. Alcock, C. De Michelis, K. Hamal, B. A. Tozer, IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 593 (1968).
78. A. J. Alcock, C. De Michelis, K. Hamal, B. A. Tozer, Phys. Rev. Lett. 20, 1095 (1968).
79. C. Canto, J. D. Reuss, P. Veurye, C. R. Ac. Sci. B267, 878 (1968).
80. Н. Нора, Phys. Fluids 12, 182 (1969).
81. Н. Нора, Opto-Electronics 2, 201 (1970).
82. J. D. Lindl, P. K. Kaw, Phys. Fluids 14, 371 (1971).
83. С. Л. Мандельштам, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Ю. П. Райзер, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ 49, 127 (1965).
84. F. Floux, P. Veurye, C. R. Ac. Sci. 261, 3771 (1965).
85. И. И. Комиссарова, Г. В. Островская, Л. Л. Шапиро, ЖТФ 40, 1072 (1970).
86. А. Б. Игнатов, И. И. Комиссарова, Г. В. Островская, Л. Л. Шапиро, ЖТФ 41, 701 (1971).
87. F. Floux, D. Guyot, P. Langer, C. R. Ac. Sci. B267, 416 (1968).
88. J. L. Bobin, C. Canto, F. Floux, D. Guyot, J. Reuss, IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 923 (1968).
89. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, ДАН СССР 173, 538 (1967).
90. В. В. Коробкин, С. Л. Мандельштам, П. П. Пашинин, А. В. Прохориндеев, А. М. Прохоров, Н. К. Суходрев, М. Я. Щелев, ЖЭТФ 53, 116 (1967).
91. J. W. Daiber, H. M. Thompson, J. Appl. Phys. 41, 2043 (1970).
92. A. J. Alcock, P. P. Pashinin, S. A. Ramsden, Phys. Rev. Lett. 17, 528 (1966).
93. М. П. Ванюков, В. А. Венчиков, В. И. Исаенко, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 321 (1968).
94. A. J. Alcock, E. Panarella, S. A. Ramsden, Proc. of the 7th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, v. 3, Beograd, 1965, p. 224.
95. Г. В. Островская, Ю. И. Островский, Письма ЖЭТФ 4, 121 (1966).
96. А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский, Т. Я. Челпидзе, ЖТФ 36, 2208 (1966).
97. A. Kakos, G. V. Ostrovskaya, Yu. J. Ostrovskiy, A. N. Zaidel, Phys. Lett. 23, 81 (1966).
98. M. Hugenschmidt, C. R. Ac. Sci. B271, 757 (1970).
99. M. Hugenschmidt, K. Vollrath, *ibid.* B272, 36 (1971).

100. M. Hugenschmidt, Zs. angew. Phys. 30, 350 (1971).
101. Б. З. Горбенко, Ю. А. Дрожин, С. Д. Кайтмазов, А. А. Медведев, А. М. Прохоров, А. М. Толмачев, ДАН СССР 187, 772 (1969).
102. M. Gravel, W. J. Robertson, A. J. Alcock, K. Büchl, M. C. Richardson, Appl. Phys. Lett. 18, 75 (1971).
103. R. G. Tomlinson, *ibid.*, p. 149.
104. R. W. MacPherson, M. Gravel, Opt. Comm. 4, 160 (1971).
105. Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, Письма ЖЭТФ 9, 609 (1969).
106. Ю. П. Райзер, *ibid.* 11, 195 (1970).
107. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 58, 2127 (1970).
108. Ю. П. Райзер, УФН 108, 429 (1972).
109. Б. Ф. Мухоменов, Ю. П. Райзер, В. А. Эпштейн, ЖЭТФ 59, 1975 (1970).
110. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, Г. И. Козлов, В. А. Масюков, Ю. П. Райзер, Письма ЖЭТФ 11, 447 (1970).
111. Н. А. Генералов, В. П. Зимаков, Г. И. Козлов, В. А. Масюков, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 61, 1434 (1971).
112. R. W. Mink, J. Appl. Phys. 37, 355 (1966).
113. N. Ahmad, B. C. Gale, M. H. Key, J. Phys. B2, 403 (1969).
114. R. G. Tomlinson, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 591 (1969).
115. М. М. Савченко, В. К. Степанов, Письма ЖЭТФ 8, 458 (1968).
116. V. V. Korobkin, A. J. Alcock, Phys. Rev. Lett. 21, 1433 (1968).
117. J. R. Wilson, J. Phys. D3, 2007 (1970).
118. A. J. Alcock, C. DeMichelis, V. V. Korobkin, M. C. Richardson, Appl. Phys. Lett. 14, 145 (1969).
119. M. Young, M. Hercher, Chung Yiu Wu, J. Appl. Phys. 37, 4938 (1966).
120. A. J. Alcock, C. DeMichelis, V. V. Korobkin, M. C. Richardson, Phys. Lett. A29, 475 (1969).
121. M. H. Key, D. A. Preston, T. P. Donaldson, J. Phys. B3, L88 (1970).
122. M. C. Richardson, A. J. Alcock, Appl. Phys. Lett. 18, 357 (1971).
123. P. Belland, C. DeMichelis, M. Mattioli, Opt. Comm. 4, 50 (1971).
124. Ю. П. Райзер, Письма ЖЭТФ 4, 124 (1966).
125. Г. А. Аскарьян, И. Л. Чистый, ЖЭТФ 58, 133 (1970).
126. Г. А. Аскарьян, Письма ЖЭТФ 4, 400 (1966).
127. А. Г. Литвак, Изв. вузов (Радиофизика) 8, 1148 (1965); 9, 629, 675, 900 (1966).
128. P. Kaw, Appl. Phys. Lett. 15, 16 (1969).
129. H. Noga, Zs. Phys. 226, 156 (1969).
130. A. J. Palmer, Phys. Fluids 14, 2714 (1971).
131. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, М., «Наука», 1967.
132. В. П. Коробейников, Н. С. Мельникова, Е. В. Рязанов, Теория точечного взрыва, М., Физматгиз, 1961.
133. E. Panarella, P. Savic, Canad. J. Phys. 46, 183 (1968).
134. Т. П. Евтушенко, Г. М. Малышев, Г. В. Островская, В. В. Семенов, Т. Я. Челидзе, ЖТФ 36, 1115 (1966).
135. K. Büchl, K. Hohla, R. Wienecke, S. Witkowski, Phys. Lett. A26, 248 (1968).
136. K. Hohla, K. Büchl, R. Wienecke, S. Witkowski, Zs. Naturforsch. 24a, 1244 (1969).
137. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., «Наука», 1966.
138. Действие ядерного оружия (перевод с англ.), 2-е изд., М., Воениздат, 1965.
139. Т. П. Евтушенко, А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский, Т. Я. Челидзе, сборник «Диагностика плазмы», ч. 2, М., Атомиздат, 1968, стр. 43.
140. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, В. К. Степанов, Письма ЖЭТФ 5, 150 (1967).
141. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, А. Д. Смирнова, *ibid.* 1, 18 (1965).
142. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, А. Д. Смирнова, В. Б. Студенов, *ibid.* 2, 503.
143. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, В. К. Степанов, *ibid.* 3, 465 (1966).
144. A. J. Alcock, S. A. Ramsden, Appl. Phys. Lett. 8, 187 (1966).
145. И. И. Комиссарова, Г. В. Островская, Л. Л. Шапиро, ЖТФ 38, 1369 (1968).
146. A. H. Guenther, W. K. Pendleton, C. Smith, C. H. Skeen, S. Zivi, J. Opt. Soc. Am. 61, 688 (1971).

147. Т. П. Евтушенко, А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Т. Я. Челлидзе, ЖТФ 36, 1506 (1966).
148. M. M. Litvak, D. F. Edwards, J. Appl. Phys. 37, 4462 (1966).
149. G. Bagavian, J. Bretagne, J. L. Delacroix, J. Godart, G. Sultan, C. R. Ac. Sci. B267, 639 (1968).
150. N. Ahmad, B. C. Gale, M. H. Key, Proc. Roy. Soc. A310, 231 (1969).
151. Т. П. Евтушенко, В. Х. Мкртчян, Г. В. Островская, ЖТФ 41, 2581 (1971).
152. D. Bize, T. Consoli, L. Slama, P. Stevenin, M. Zynanski, C. R. Ac. Sci. B264, 1235 (1967).
153. E. V. George, G. Bekefi, B. Ya'akoby, Phys. Fluids 14, 2708 (1971).
154. С. Л. Мандельштам, П. П. Пашинин, А. В. Прохиндеев, А. М. Прохоров, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ 47, 2003 (1964).
155. G. Lampis, S. S. Brown, Phys. Fluids 11, 1137 (1968).
156. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Вестн. АН СССР, № 6, 55 (1970).
157. П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 60, 1630 (1971).
158. П. И. Шкурюпат, Г. А. Шнеерсон, ЖТФ 37, 1161 (1967).
159. С. Д. Кайтмазов, А. А. Медведев, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 14, 314 (1971).
160. Л. Е. Вардзигулова, С. Д. Кайтмазов, А. М. Прохоров, *ibid.* 6, 799 (1967).
161. D. F. Edwards, M. M. Litvak, Bull. Am. Phys. Soc. 10, 73 (1965).
162. P. W. Chan, C. De Michelis, B. Kronast, Appl. Phys. Lett. 13, 202 (1968).
163. В. В. Коробкин, Р. В. Серов, Письма ЖЭТФ 4, 103 (1966).
164. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, ЖЭТФ 48, 290 (1965).
165. Г. А. Аскарьян, М. М. Савченко, В. К. Степанов, ЖЭТФ 59, 1133 (1970).
166. N. Ahmad, M. H. Key, Appl. Phys. Lett. 14, 243 (1969).
167. Г. А. Аскарьян, Письма ЖЭТФ 10, 392 (1970).
168. Г. А. Аскарьян, В. К. Степанов, ЖЭТФ 59, 366 (1970).
169. Б. Я. Зельдович, Б. Ф. Мульченко, Н. Ф. Пилипецкий, *ibid.* 58, 794.
170. S. W. Mead, Phys. Fluids 13, 1510 (1970).
171. Г. А. Аскарьян, Н. М. Тарасова, Письма ЖЭТФ 14, 89 (1971).
172. H. M. Thompson, R. G. Rehm, J. W. Daiber, J. Appl. Phys. 42, 310 (1971).
173. H. J. Neusser, H. Puell, W. Kaiser, Appl. Phys. Lett. 19, 300 (1971).
174. A. H. Guenther, J. R. Bettis, Proc. IEEE 59, 689 (1971) (см. перевод: ТИИЭР 59 (4), 277 (1971)).
175. В. И. Владимиров, Г. М. Малышев, Г. Т. Раздобарин, В. В. Семенов, ЖТФ 37, 1742 (1967); 38, 2109 (1968); 39, 907 (1969).
176. D. W. Koorman, T. D. Wilkerson, J. Appl. Phys. 42, 1883 (1971).
177. А. Г. Акманов, Л. А. Ривлин, В. С. Шильдяев, Письма ЖЭТФ 8, 417 (1968).
178. R. G. Tomlinson, J. Appl. Phys. 36, 868 (1965).
179. Л. Н. Капорский, Г. С. Мусатова, ЖПС 8, 681 (1968).
180. Т. П. Евтушенко, Г. В. Островская, ЖТФ 40, 1067 (1970).
181. B. C. Fawcett, A. H. Gabriel, F. E. Irons, N. I. Peacock, P. A. H. Saunders, Proc. Phys. Soc. 88, 1051 (1966).
182. S. Dumartin, B. Oksengorn, B. Vodar, J. Chim. Phys. 64, 235 (1967).
183. W. F. Braerman, C. R. Stumpfel, H. J. Kunze, J. Appl. Phys. 40, 2549 (1969).
184. C. De Michelis, IEEE J. Quantum Electron. QE-6, 630 (1970).

#### ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

185. R. G. Evans, P. C. Thonemann, Phys. Lett. A38, 398 (1972); J. Bakos, A. Kiss, L. Szabó, M. Tendler, *ibid.* A39, 283; G. J. Pert, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 623 (1972); Н. К. Бережечкая, Н. Б. Делоне, Т. Т. Уразбаев, Письма ЖЭТФ 15, 478 (1972); И. К. Красюк, П. П. Пашинин, *ibid.*, стр. 471; И. И. Канторович, ЖПС 16, 605 (1972); P. de Montgolfier, J. Phys. D5, 1438, (1972); M. Jaouen, G. Laplanche, A. Rachman, Phys. Lett. A43, 101 (1973); R. Parzynski, *ibid.*, p. 171.
186. D. R. Cohn, W. Halverson, B. Lax, C. E. Chase, Phys. Rev. Lett. 29, 1544 (1972) D. R. Cohn, C. E. Chase, W. Halverson, B. Lax, Appl. Phys. Lett. 20, 225 (1972); G. A. Hill, D. J. James, S. A. Ramsden, J. Phys. D5, L97 (1972); C. H. Chan, C. D. Moody, W. B. McKnight, J. Appl.

- Phys. 44, 1179 (1973); C. D. Moody, Appl. Phys. Lett. 22, 31 (1973); A. M. Robinson, *ibid.*, p. 33; R. T. Brown, D. C. Smith, *ibid.*, p. 245.
187. D. L. Franzen, *ibid.* 21, 62 (1972); A. A. Offenberger, N. H. Burnett, J. Appl. Phys. 43, 4977 (1972); L. C. Marquet, R. J. Hall, D. C. Lenzi, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 564 (1972); B. Steverding, J. Phys. D5, 1824 (1972); В. К. Гончаров, А. Н. Лопарев, Л. Я. Минько, ЖЭТФ 62, 2111 (1972); D. C. Smith, M. C. Fowler, Appl. Phys. Lett. 22, 500 (1973); J. D. Strachan, Phys. Lett. A42, 507 (1973); C. C. Wang, L. I. Davis, Jr., Opt. Comm. 7, 61 (1973); Э. Гернитц, В. Е. Мицук, В. А. Черников, ЖТФ 43, 563 (1973).
188. N. H. Burnett, R. D. Kerr, A. A. Offenberger, Opt. Comm. 6, 372 (1972); A. A. Offenberger, N. H. Burnett, Phys. Lett. A42, 527 (1973); И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 12, 439 (1973).
189. Г. М. Малышев, Г. Т. Раздобарин, В. В. Семенов, ЖТФ 42, 1429 (1972); R. C. Richardson, N. R. Isenor, Opt. Comm. 5, 394 (1972); A. A. Offenberger, R. D. Kerr, J. Appl. Phys. 43, 354 (1972); В. Ahlborn, Phys. Lett. A40, 289 (1972); Г. А. Аскарбян, С. Д. Кайтмазов, А. А. Медведев, ЖЭТФ 62, 918 (1972).
190. П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, *ibid.*, p. 189.
191. Л. В. Норинский, Квант. электроника, № 5, 108 (1971); Л. В. Норинский, В. А. Прядин, Л. А. Ривлин, ЖЭТФ 63, 1649 (1972); K. A. Saum, D. W. Koortman, Phys. Fluids 15, 2077 (1972).
-