537 523

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

#### ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

# ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ

# Ю. П. Райзер

Пробой газов, стационарное поддержание и непрерывная генерация плотной низкотемпературной плазмы, распространение плазменных фронтов — все под действием лазерного излучения. По своей природе, по характеру основных закономерностей эти эффекты не отличаются от аналогичных процессов, которые протекают в постоянных и переменных электрических полях и которые являются традиционным объектом изучения физики газового разряда. Фактически, в газоразрядной науке появилась новая глава — о разрядах в полях оптического диапазона частот. Направление это быстро развивается, появляются все новые эксперименты, находятся приложения. Полезно подвести итоги: охарактеризовать место нового раздела в общем строе науки о разрядах, обсудить и проанализировать позднейшие результаты.

# 1 МЕСТО ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ СРЕДИ ДРУГИХ РАЗРЯДНЫХ ЯВЛЕНИЙ

# а) Частотные дианазоны

В «долазерную» эпоху, точнее, до середины 60-х годов, в физике и технике газового разряда применялись поля трех основных частотных диапазонов: 1) постоянное электрическое поле, с которым по характеру воздействия отчасти сходны не слишком кратковременное импульсное поле и осциллирующие поля низких частот; 2) высокие частоты (в зарубежной литературе их называют радиочастотами) — широкий диапазон, середина которого лежит в районе мегагерца; 3) сверхвысокие частоты, кратко — СВЧ (в зарубежной литературе — микроволновый диапазон). Это — частоты, исчисляемые гигагерцами, чему соответствуют сантиметровые, миллиметровые волны. Далее по шкале частот следует оптический диапазон: инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучения. Однако в долазерную эпоху никто даже и не помышлял о возможности существования газоразрядных эффектов в световых полях — столь слабы обычные, не лазерные источники света, и столь слабы создаваемые ими поля.

Исторически, газоразрядные явления изучались в общем в порядке следования частотных диапазонов. Раньше всего — в постоянных или кратковременных полях, возникающих при разряде конденсаторов (отсюда, кстати, и происходит термин «разряд», применительно к процессу в газовом промежутке цепи). С конца прошлого или начала нынешнего века в высокочастотных полях; начиная с сороковых годов, в связи с развитием радарной техники — в СВЧ диапазоне, и наконец, начиная с середины шестидесятых годов — в оптическом. После создания достаточно мощных лазеров импульсного и непрерывного действия были обнаружены и исследованы многие эффекты воздействия лазерного излучения на газ и взаимодействия его с ионизированными газами и плазмой. При ближайшем же рассмотрении становится ясным, что среди этих эффектов существует определенный ряд процессов, которые по своему характеру в точности соответствуют объекту изучения физики гэзового разряда. По существу, лазерная техника подарила физике разряда четвертый, оптический диапазон, и в эту науку органически вписалась совершенно новая, чрезвычайно интересная и практически важная глава о разрядах в полях оптического диапазона. Быть может, словосочетание «оптический разряд» для многих пока звучит непривычно, но право же, в нем заключено не меньше смысла, чем в давно укоренившихся терминах «высокочастотный» или СВЧ разряды. Новая глава занимает свое место в газоразрядной науке с теми же основаниями, что и главы о высокочастотных и СВЧ — разрядах.

# б) Классификация разрядных процессов

Для удобства рассмотрения и для того, чтобы стало вполне ясным место эффектов взаимодействия лазерного излучения с ионизированными газами среди обычных газоразрядных явлений, целесообразно ввести некую классификацию этих явлений. Имея в виду действие лазерного излучения на газ, как правило, свободное от влияния твердых поверхностей, следует классифицировать эффекты по признаку, не связанному с влиянием электродных, приэлектродных или пристеночных процессов. Будем различать три основных типа объемных газоразрядных процессов:

1. Пробой газа, развитие в нем бурной лавинной ионизации под действием приложенного внешнего поля, превращение неионизованного вначале газа в плазму.

2. Поддержание полем неравновесной плазмы, в которой температура электронов, обеспечивающих ионизацию, достаточно высока, а газ атомов, молекул, ионов остается холодным. Обычно это — слабоионизованная плазма при не слишком высоких давлениях, ниже сотни Торр. Степень ионизации при этом гораздо меньше равновесной величины, отвечающей температуре электронов.

Таблица

Тип разрядной плазмы Частотный диацазон поля	Пробой	Поддержание неравно- весной плазмы	Поддержание равновесной плазмы
Постоянное электри- ческое поле Высокие частоты	Промежутка меж- ду электродами Высокочастотный,	Тлеющий разряд Высокочастотный	Дуга постоян- ного тока Индукционный
	электродный или безэлек- тродный	емкостный разряд среднего давле- ния	разряд атмос- ферного дав- ления
Сверхвысокие частоты	В волноводах и резонаторах	Импульсные разря- ды в волноводах и резонаторах	СВЧ плазмо- тровы Непрерывный
Оптическое излучение	Газов под дейст- вием сфокуси- рованного ла- зерного импуль- са	Поздняя стадия оптического про- боя	оптический разряд, под- держиваемый излучением СО <sub>2</sub> -лазера

3. Поддержание полем равновесной плазмы, в которой температуры электронов и тяжелых частиц близки друг к другу, а степень ионизации близка к термодинамически равновесной. Это — так называемая низкотемпературная плазма с температурами порядка 10,000 К, обычно при давлениях порядка атмосферного.

Каждый из этих трех процессов может осуществляться в полях любого из четырех перечисленных частотных диапазонов. И, действительно, почти все возможные варианты широко изучались на опыте, а многие из них нашли подчас очень важные, применения в физическом эксперименте и технике. Следующая таблица поясняет приведенную классификацию. В таблице указаны типичные условия, в которых наблюдается тот или иной процесс.

#### в) Назначение статьи

Ниже будут рассмотрены процессы, протекающие под действием лазерного излучения и занимающие нижнюю строчку таблицы. Разбирая их сущность, мы продемонстрируем их газоразрядный характер и убедимся в том, что они в принципе не отличаются от других процессов, фигурирующих в том же столбце. Будет дан также обзор современного состояния исследований и результатов в этой области. Первая задача потребует кратких экскурсов в сферу достаточно известных понятий. Занимаясь второй, мы будем касаться в основном результатов, полученных после 1972— 1973 гг. и не вошедших в книгу<sup>1</sup> на эту тему.

# 2. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗОВ

# а) Открытие

Момент рождения нового раздела физики газового разряда находится в памяти многих физиков нынешнего поколения. Его следует связать

с открытием замечательного эффекта оптического пробоя газов. Впервые об эффекте сообщили Мейкер, Терхун и Сэвидж в феврале 1963 г.<sup>2</sup>.

Обнаружение эффекта стало возможным благодаря изобретению лазера с (модулированной добротностью, который дает особенно мощный, так называемый гигантский импульс. Когда луч такого лазера (на рубине) сфокусировали линзой, в воздухе в области фокуса вспыхнула искра, и там образовалась плазма, как



Рис. 1. Фотография лазерной искры.

при пробое разрядного промежутка [между электродами (рис. 1). Чтобы пробить атмосферный воздух световым излучением, понадобились весьма высокие параметры излучения. Воздух пробивается при пиковой мощности 30 МВт и фокусировке луча в кружок радиусом 10<sup>-2</sup> см (типичная длительность гигантского импульса 30 нс = 3.10<sup>-8</sup> с; энергия в таком импульсе — 1 Дж). Интенсивность излучения в фокусе составляет при этом 10<sup>5</sup> МВт/см<sup>2</sup>, а электрическое поле в электромагнитной волне — примерно 6.10<sup>6</sup> В/см. \*). Порог пробоя выражен очень резко, стоит лишь немного уменьшить интенсивность излучения ниже определенной величины, как пробоя не получается.

Новый эффект вызвал огромный интерес среди физиков, которые буквально набросились на его изучение. За несколько лет оптический



Рис. 2. Пороги пробоя Ar, He, N<sub>2</sub> излучением рубинового лазера. Длительность импульса 50 нс. диаметр фокуса 10<sup>-2</sup> см<sup>3</sup>.

пробой был исследован экспериментально и теоретически с такой степенью подробности, что сейчас мы знаем о нем не меньше, чем о его ближайшем аналоге — СВЧ пробое, и уж во всяком случае больше, чем о гораздо более сложном процессе — пробое достаточно длинного промежутка



Рис. 3. Пороги пробоя N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> и воздуха в СВЧ поле. Частота 0,994 ГГп, диффузионная дляна разрядного объема 1,51 см<sup>4</sup>.

между электродами. Подавляющая часть материала по оптическому пробою была получена еще в шестидесятых годах, тогда же в основном была построена и теория явления<sup>1</sup>. Последние годы добавили к этим данным мало что принципиально нового: в основном, дополнительные экспериментальные цифры, уточнения теории, учет и понимание некоторых более тонких деталей.

На рис. 2<sup>3</sup> показаны пороговые поля в световой волне E<sub>t</sub>, необходимые для пробоя нескольких газов сфокусированным излучением рубино-

<sup>\*)</sup> В постоянном поле атмосферный воздух пробивается при напряженности 3 · 10<sup>4</sup> В/см.

вого лазера. Пороги измерены в широком интервале давлений *р*. Для сравнения на рис. З показаны аналогичные данные по пробою СВЧ излучением <sup>4</sup>. Обращает на себя внимание внешнее сходство зависимостей  $E_t$  (*p*). Как далее будет видно, сходство это имеет глубокие физические основания.

#### б) Лавинная ионизация в поле

Под действием электрического поля световой волны в газе развивается электронная лавина, как и при пробое в любых других полях. Первые, затравочные электроны при пробое чрезвычайно короткими импульсами рубинового и неодимового лазеров появляются в результате многоквантового вырывания их из атомов, молекул, а возможно и из пылинок, присутствующих в газе. В этом отношении пробой в световых полях отличается от пробоя в полях более низких частот, когда первые электроны имеют случайное происхождение (от космических лучей). В поле волны электрон постепенно набирает энергию при столкновениях с атомами и достигает энергии, достаточной для ионизации атома и рождения нового электрона. Так происходит размножение электронов.

Развитие лавины определяется игрой процессов нарастания энергии электрона под действием поля и потерь энергии электронами при столкновениях (упругих и неупругих), а также потерями самих электронов за счет диффузии или прилипания в электроотрицательных газах. Потери как энергии, так и самих электронов мало зависят от характера поля и в любых полях происходят более или менее одинаково. От частоты поля зависит лишь процесс приобретения энергии, и здесь могут проявиться особенности оптического пробоя, связанные с квантовым характером взаимодействия света с электронами.

В осциллирующем поле электрон наряду с хаотическим совершает колебательное движение. По классической теории при каждом столкновении с молекулой или атомом величина порядка средней энергии осцилляций электрона  $\Delta \varepsilon = e^2 E^2/m\omega^2$  переходит в энергию его хаотического движения  $\varepsilon$  (E — среднеквадратичное электрическое поле,  $\omega$  — круговая частота). Так происходит, если столкновения происходят достаточно редко. Если же электрон не успевает совершить много осцилляций за период между столкновениями, т. е. колебания всякий раз не успевают «полностью раскачаться», перекачка энергии от поля энергию

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t}\right)_E = \frac{e^2 E^2}{m \left(\omega^2 + v_{\mathrm{m}}^2\right)} v_{\mathrm{m}},\tag{1}$$

где v<sub>m</sub> — эффективная частота его столкновений с молекулами.

Поскольку частота столкновений пропорциональна плотности или давлению газа, для каждой частоты  $\omega$  при достаточно низких давлениях скорость нарастания энергии от поля пропорциональна давлению *р* и определяется отношением *E*/ $\omega$ , а при достаточно высоких — обратно пропорциональна давлению и не зависит от  $\omega$ :

при 
$$v_{\mathbf{m}}^{2} \ll \omega^{2} \left(\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t}\right)_{E} \sim \left\{\left(\frac{E}{\omega}\right)^{2} p,$$
  
при  $v_{\mathbf{m}}^{2} \gg \omega^{2} \left(\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t}\right)_{E} \sim \frac{E^{2}}{p}.$  (2)

#### в) Пороговое поле

Для того, чтобы развилась лавина и произошел пробой, необходимо преодолеть потери энергии электронов и потери самих электронов. В случае очень кратковременных импульсов поля, нужно еще, чтобы ионизация успела вырасти до заметной величины до окончания импульса, для чего должно народиться достаточное число поколений электронов. Ясно, что для всего этого требуется достаточно большая скорость приобретения энергии, способная обеспечить должную частоту ионизации газа  $v_i$ . Последняя равняется обратной величине времени, необходимого электрону для того, чтобы достичь энергии выше потенциала ионизации и произвести ионизацию. Таким образом, критерий пробоя накладывает определенное условие на величины  $(de/dt)_E$  и  $E = E_t$ .

Отсюда следует, что при низких давлениях, когда  $v_m^2 \ll \omega^2$ , пороговое для пробоя поле  $E_t$  пропорционально частоте и уменьшается с ростом давления. При высоких давлениях, когда  $v_m^2 \gg \omega^2$ , пороговое поле, наоборот, увеличивается с ростом давления и мало зависит от частоты. Порог пробоя в осциллирующих полях минимален при давлениях, примерно удовлетворяющих условию  $v_m = \text{const } p \approx \omega$ . Эти соображения объясняют ход кривой  $E_t$  (p) рис. З для СВЧ пробоя \*).

Так же качественно объясняется и ход кривой оптического пробоя (см. рис. 2). Если исходить из той же формулы (1), то становится ясным, почему на оптических частотах для пробоя требуются гораздо более высокие поля, чем в СВЧ диапазоне (закон  $E_t \sim \omega$ ; пороговая интенсивность электромагнитной волны  $S_t \sim E_t^2 \sim \omega^2$ ). Понятно, почему минимум  $E_t$  (p) сдвигается в сторону очень высоких давлений в сотни атмосфер (минимум лежит при  $p \sim \omega$ ). Все дело в том, насколько оправдана применимость формулы (1) к квантовому случаю световых частот.

#### г Классика и кванты

Возможность использования простой и понятной формулы (1) в случае световых частот была обоснована в одной из первых работ по оптическому пробою <sup>5</sup>, где была построена квантовая теория эффекта. На самом деле электрон поглощает энергию квантами, т. е. эначительными порциями  $\hbar\omega$ , равными 1,78 эВ для излучения рубинового лазера и 1,17 эВ — для неодимового. При этом истинное приобретение энергии электроном в акте столкновения с атомом  $\hbar\omega$  оказывается гораздо бо́льшим, чем величина  $\Delta\varepsilon = e^2 E^2/m\omega^2$ , которую электрон получал бы при столкновении согласно классической теории. Казалось бы, последняя при таких условиях никак не применима.

Однако анализ квантового кинетического уравнения для функции распределения электронов по энергиям показывает, что формулой (1) все равно можно пользоваться, даже если и не выполняется условие истинной классичности  $\hbar \omega \ll \Delta \varepsilon$ . Для этого достаточно гораздо более мягкого условия  $\hbar \omega \ll \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — фактическая энергия электрона. В СВЧ диапазоне выполняется даже тривиальное требование  $\hbar \omega \ll \Delta \varepsilon$ , и вопрос о квантовых эффектах вообще не возникает. В оптическом диапазоне, напротив,  $\Delta \varepsilon \sim 10^{-2}$  эВ  $\ll \hbar \omega \sim 1$  эВ, но средняя энергия спектра электронов имеет порядок потенциала ионизации, т. е. 10 эВ, поэтому условие  $\hbar \omega \ll \varepsilon$ 

<sup>\*)</sup> Кстати сказать, правая нарастающая ветвь ее в общих чертах аналогична правой нарастающей ветви кривой Пашена для пробоя промежутка между электродами, к которым приложено напряжение.

но считать выполненным, во всяком случае для частот неодимового и рубинового дазеров.

Таким образом, в случае оптических полей формула (1) приближенно сохраняет силу, только ее следует трактовать статистически. Пусть, например,  $\Delta \varepsilon = 0.01 \hbar \omega$ . Разумеется, электрон не может при столкновении приобрести от поля 1/100 долю кванта. Это значит, что, грубо говоря, в 99 столкновениях он не приобретает ничего, а в сотом столкновении поглощает сразу целый квант. Строгие расчеты электронной лавины и порога пробоя, как обычно, выполняются на основе кинетического уравнения. Расчеты, сделанные в <sup>5</sup> и в последующих работах (см. <sup>1</sup>) дали удовлетворительное согласие с опытом.

Наряду со многими классическими чертами на оптических частотах появляются и некоторые новые детали, связанные с квантовым характером взаимодействия светового излучения с веществом. Так, например, возможна ионизация возбужденных атомов путем двух- или трехфотонного вырывания электронов, и это иногда существенным образом влияет на скорость размножения электронов. Но в главной своей основе лавинный механизм оптического пробоя не отличается от механизма СВЧ пробоя, как, впрочем, и от объемного пробоя в полях более низких частот, включая таунсендовский (не стримерный) пробой газа между электродами.

д) Мост между СВЧ и светом

Особенно убедительным в этом отношении является тот экспериментальный факт, что классический закон  $E_t \sim \omega$  или  $S_t \sim \omega^2$  для пороговых величин выполняется в широком диапазоне оптических частот, вплоть до

смыкания с СВЧ диапазоном. Что касается самого СВЧ диапазона, то здесь закон  $E_t \sim \omega$ , как это следует из теория, справедлив только при низких давлениях, соответствующих левым ветвям кривых  $E_t(p)$ . В оптическом же диапазоне даже атмосферное давление является в этом смысле «низким».

Для проверки закона в нашем распоряжении имеются многочисленные данные по пробою атмосферного воздуха излучениями рубинового, неодимового и  $CO_2$ -лазеров с длинами волн  $\lambda = 0,694, 1,06, 10,6$  мкм соответственню. Совсем недавно были получены данные в промежуточном инфракрасном интервале на длинах волн  $\lambda = 2,7$  мкм и  $\lambda =$ = 3,8 мкм от лазеров на HF и DF<sup>6</sup>, а при помощи лазера на тяжелой воде,  $\lambda =$ = 385 мкм = 0,38 мм, была поставлена точка<sup>7</sup> в самом широком неосвоенном участке спектра между инфракрасным и CBЧ-диапазонами (в субмиллиметровой части спектра).

На логарифмическом графике рис. 4 для пороговых интенсивностей проставлены экспериментальные точки около прямой, соответствующей зависимости  $S_t \sim \omega^2$ . Как видим, точки удовлетворительным образом груп-



Рис. 4. Пороги пробоя воздуха атмосферного давления излучениями разных лазеров.

Пунктарная линия соответствует классической зависимости  $St \sim (\omega^2 + \nu_{11}^m)$ , которая, за исключением области самых длинных волн, дает закон  $S_t \sim \omega^2$ , т. е. в логарафмическом масштабе — прямую.

пируются около прямой, хотя строгого выполнения закона и нельзя ожидать. Дело в том, что условия экспериментов при работе с разными лазерами не идентичны. Длительности импульса рубинового, неодимового лазеров составляют примерно 30 нс,  $CO_2$  — в данном случае 80 нс, HF — 120 нс, DF — 90 нс,  $D_2O$  — 75 нс. Отличаются и диаметры фокусного иятна  $(10^{-2}-10^{-3} \text{ см})$ . На длинных волнах порог существенно зависит от наличия пылинок в воздухе или условий предварительной ионизации, так как в этих случаях затруднено появление затравочных электронов. Отклонение точки с  $\lambda = 0,38$  мм от линии  $S_t \sim \omega^2$  связано с тем, что данная частота  $\omega$  уже сравнима с частотой столкновений  $v_m$  и закон следует откорректировать ( $S_t \sim (\omega^2 + v_m^2)$ ). С учетом этого обстоятельства согласие теории с экспериментом улучшается.

Серьезное нарушение закона  $S_t \sim \omega^2$  наблюдается в коротковолновой части спектра, при пробое вторыми гармониками неодимового и рубинового лазеров. Пороговая интенсивность не возрастает, а резко уменьшается с ростом частоты (с увеличением кванта). Здесь уже в полной мере сказываются квантовые эффекты; квант второй гэрмоники рубина весьма большой, 3,56 эВ.

# е) Длинная искра

При не слишком большой надпороговой мощности лазера для получения пробоя необходимо остро сфокусировать излучение, и пробой происходит лишь в малой фокальной области. Если же мощность очень велика, а луч фокусируется слабо, длиннофокусной линзой, интенсивности излучения хватает на то, чтобы пробить воздух на большой длине вдоль каустики линзы и даже дальше. Так получают весьма впечатляющую картину протяженного оптического пробоя, «длинную искру».

Впервые искра двухметровой длины наблюдалась в 1967 г. <sup>8</sup>: гигантский импульс неодимового лазера длительностью 18 нс и мощностью 1 ГВт фокусировали линзой с фокусным расстоянием f = 2,5 м. Два года спустя была сделана искра длиной 25 м<sup>9</sup> (неодимовый лазер, 90 Джв импульсе, пиковая мощность 4 ГВт, расходимость 4.10<sup>-5</sup> рад, f = 28 м). Пятнадцатиметровый участок искры располагался перед фокусом, десятиметровый — за фокусом. Искра рекордной длины — более 60 метров! была получена в 1976 г. при помощи импульса двухкаскадной неодимовой установки с энергией 160 Дж и средней мощностью 5 ГВт; f = 40 м<sup>10</sup>. Искра, сделанная в институтском дворе, отлично смотрится на фоне разных построек (рис. 5). Длинные искры не получаются сплошными, ионизированным участки чередуются с непробитыми. По-видимому, это связано со статистическим характером возникновения затравочных электронов в том или ином месте, и, вероятно, с временными вариациями поля в разных местах из-за сложной пространственно-временной и угловой структуры мощного светового пучка.

Длинные искры в воздухе получали и при помощи мощных электроионизационных  $CO_2$ -лазеров <sup>11,12</sup> (в работе <sup>11</sup> — метровой длины). Целью работы <sup>12</sup> было установление предельных мощностей и интенсивностей  $CO_2$ -излучения, которые можно передать через атмосферный воздух, что представляет значительный интерес. Лазер давал импульс 1602Дж, из которых 30 Дж выделялось в течение 50 нс, а остальные 130 — в течение 2,5 мкс; пиковая мощность 0,56 ГВт. Наиболее протяженная искра длиною 7,5 м получалась при расширении исходного пучка телескопической системой до диаметра d = 40 см и последующей легкой фокусировке длиннофокусным зеркалом с f = 54 м прямо на улицу; угол схождения лучей d/f = 1/135, диаметр наименьшего сечения луча — 0,5 см. Искра возникает при интенсивностях  $1-2 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Заметная доля излучения порядка десятков процентов при этом поглощается плазмой. Как порог возникновения плазмы, так и доля поглощенной мощности зависят от стецени

#### ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ

запыленности воздуха, присутствия в нем аэрозольных частиц микронных размеров, и влажности. В очищенном воздухе порог повышается до  $3 \cdot 10^9$  Br/cm<sup>2</sup>. Шлирен-фотографирование показывает, что каждая частица служит очагом плазмы, от нее распространяется светодетонационная волна (см. ниже), которая оставляет поглощающее плазменное облачко.

Фактически регистрируемый на опыте порог образования плазмы 10<sup>8</sup> Вт/см<sup>2</sup> не есть порог истинного пробоя, т. е. лавинной ионизации в газе, начатой затравочным электроном; последний на порядок выше. Это



Рис. 5. Фотография длинной искры, полученной с помощью неодимового лазера. Длина искры 8 м; фокусное расстояние линзы 10 м <sup>10</sup>.

есть порог для образования плазменных очагов, возникающих в результате разогрева частиц в газе с последующей ионизацией окружающего воздуха под действием излучения. В вопросе о конкретном механизме пробоя запыленного воздуха излучением CO<sub>2</sub>-лазера еще много неясного. Ссылки на работы на эту тему имеются в <sup>12</sup>; см. также <sup>13</sup>. Еще сильнее порог пробоя снижается, когда излучение фокусируют вблизи твердой поверхности <sup>14,15</sup> (там приводятся ссылки).

# ж) Инициирование разрядов лазерной искрой

Давно было замечено, что при совместном действии лазерного излучения и другого поля, СВЧ, постоянного, существенно облегчается пробой газа этим другим полем. Так получают направленный пробой между электродами, к которым приложено постоянное напряжение: искровой разряд развивается вдоль светового канала и может быть ориентирован под углом к постоянному полю или даже иметь излом. Ссылки см. в <sup>1,11</sup>. Снижение порога электрического пробоя и очень быстрый эффект воздействия лазера позволили создать хорошие разрядники с лазерным поджигом <sup>16</sup>. При помощи длинной лазерной искры удается эффективно инициировать разряд протяженных промежутков между электродами <sup>17-19,11</sup>. Такой способ может заменить применяемый для инициирования метод электрического взрыва тонкой проволочки, обладающий рядом недостатков. Длинная нить лазерной искры задает канал для разряда между электродами. Электрическое поле пробоя при этом значительно снижается, вплоть до 250 В/см <sup>19</sup>. Обычно электрический пробой длинных промежутков осуществляется лидерным механизмом. От анода распространяется яркий канал — лидер, а впереди лидера идет менее яркий стример. Плотная часть длинной лазерной искры, которая располагается на не слишком больших расстояниях от <sup>4</sup>окуса, оказывается эквивалентной сформировавшемуся лидеру <sup>19</sup>.

#### 3. ПОДДЕРЖАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

Это один из наиболее распространенных разрядных процессов в постоянном поле при давлениях ниже десятков тор — тлеющий разряд. Неравновесную слабоионизованную стационарную плазму получают и на высоких частотах, и на СВЧ при небольших давлениях, но для оптических частот этот процесс в его стационарной форме совершенно не типичен — он требует слишком высоких интенсивностей излучения. Мощностей современных лазеров непрерывного действия, как правило, хватает лишь на поддержание равновесной плазмы.

Для стационарного поддержания неравновесной плазмы всегда нужны значительно более высокие электрические поля́, чем для поддержания равновесной. Положение это является совершенно общим, и оптический диапазон не выделяется среди прочих. Действительно, ту энергию, которую электрон получает от поля, он незамедлительно передает атомам, молекулам, ионам. Электронная температура  $T_e$  очень быстро приобретает стационарное значение, которое определяется балансом между средними приобретением энергии от поля и передачей тяжелым частицам в каждом столкновении:

$$\frac{e^{2}E^{2}}{m(\omega^{2}+v_{m}^{2})} = \delta \cdot \frac{3}{2} k(T_{e}-T), \qquad (3)$$

здесь T — температура газа тяжелых частиц,  $\delta$  — средняя доля энергии, которую электрон передает им, когда  $T_e \gg T$ . В атомарном газе  $\delta = 2m/M \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  (M — масса атома), в молекулярном, благодаря неупругим процессам возбуждения колебаний и вращаний,  $\delta \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ .

Для того чтобы ионизация атомов электронным ударом, скорость которой очень резко возрастает с T<sub>e</sub>, восполняла потери электронов и плазма не распадалась, электронная температура в любом разряде, и равновесном, и неравновесном, должна поддерживаться на уровне  $T_{\rm e} \sim 1$  эВ. В равновесной плазме, где  $T_{\rm e}-T\ll T_{\rm e}$  и обмен энергии между электронами и молекулами имеет двусторонний характер, необходимое поле гораздо меньше, чем в неравновесной, когда  $T_{\rm e} \gg T$  и электроны только отдают энергию молекулам, ничего от них не получая. В неравновесном случае формула (3) определяет необходимое для поддержания плазмы поле, в равновесном — поле определяется общим балансом энергии всей плазмы (см. гл. 4), а равенство (3) лишь фиксирует устанавливающийся небольшой отрыв температур T<sub>e</sub> - T. С помощью формулы (3) легко оценить, ной отрыв температур  $T_e = 1$ . С помощно формули (с) логие оденить, какая потребовалась бы интенсивность излучения  $CO_2$ -лазера для стацио-нарного поддержания (неравновесной плазмы с  $T_e \gg T$ . Имеем  $\omega = 1.78 \cdot 10^{14}$  рад/с, и при p < 10 атм  $\omega^2 \gg v_m^2$ , т. е. E и  $S = cE^2/4\pi$  не за-висят от давления. Пусть  $T_e = 1.5$  эВ; в аргоне, например,  $\delta = 2.7 \cdot 10^{-5}$ и  $S \approx 3.10^{6}$  [Вт/см<sup>2</sup>, в воздухе [ $\delta$ ]  $\approx 0.8 \cdot 10^{-2}$  и  $S \approx 10^{9}$  [Вт/см<sup>2</sup>. Это очень большие для лазеров непрерывного действия величины, последняя даже превышает порог пробоя реального атмосферного воздуха. Впрочем, чтобы разряд самопроизвольно не превратился в равновесный, необходимо обеспечить быстрый отвод энергии от газа, для чего предпочтительнее низкие давления (как и в любых неравновесных разрядах)  $^{20}$  \*).

Итак, хотя принципиальная возможность стационарного поддержания неравновесной плазмы светом существует, реализовать такой процесс трудно. Он и не «выгоден»: слабоионизованная плазма поглощает лишь малую долю излучения, разве если ее создать на протяжении очень длинного и мощного светового луча. Экспериментов подобного рода пока не было, но эффект автоматически появляется на короткие времена в заключительной стадии оптического пробоя при мощностях, близких к пороговым.

#### 4. СТАЦИОНАРНОЕ ПОДДЕРЖАНИЕ РАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

#### а) Непрерывный оптический разряд и оптический плазмотрон

Разряды типа дугового, в которых происходит стационарное поддержание равновесной плазмы полем, широко применяются в физических исследованиях и технике. На их основе работают генераторы плотной низкотемпературной плазмы — плазмотроны. В плазмотроне холодный газ продувают через стационарно горящий разряд. Газ нагревается до температуры 5000—10 000 К и вытекает в виде непрерывной плазменной струи, чаще всего атмосферного давления. Сейчас в лабораторных и промышленных устройствах используются поля трех частотных диапазонов: постоянное, высокочастотное и СВЧ. Соответственно бывают дуговые, индукционные и СВЧ-плазмотроны.

В 1970 г. была высказана и теоретически обоснована мысль о возможности стационарного поддержания плазмы световым излучением лазера непрерывного действия и создания на этой основе оптического плазмотрона<sup>21</sup>. В том же году непрерывный оптический разряд, как он был назван, был получен на опыте при помощи лазера непрерывного действия на CO<sub>2</sub><sup>22</sup>. По характеру определяющих процессов непрерывный оптический разряд не отличается от статических равновесных разрядов в любых других полях. Выделение энергии в плазме за счет поглощения световой волны восполняет потери, связанные с теплопроводностным вытеканием энергии и тепловым излучением. Как и электропроводность, коэффициент поглощения света в равновесных условиях зависит от температуры и давления. Температура стационарной плазмы устанавливается такой, чтобы происходила точная компенсация энерговыделения и потерь, а состояние было устойчивым.

Но, конечно, лазерный способ поддержания плазмы обладает своими особенностями, которые связаны со свойствами излучений оптического диапазона электромагнитного поля. Главная из них — это возможность свободной передачи световой энергии на расстояние. Если во всех прочих полях для подвода энергии к плазме требуются определенные конструктивные элементы: электроды в дуговом разряде, катушка-индуктор в высокочастотном, волновод в СВЧ, то световой луч можно подводить к плазме просто учерез воздух. Это открывает большие возможности для поджигания оптического разряда в труднодоступных местах или прямо в середине

<sup>\*)</sup> Из того факта, что  $E_{\text{неравн}} \gg E_{\text{равн}}^2$ , не следует, что в неравновесной плазме выделяется больше энергии, чем в равновесной. Плотность энерговыделения пропорциональна не только  $E^2$ , но и плотности электронов  $n_e$ . Неравновесная плазма всегда ионизована слабо: при сильной ионизации энерговыделение слишком велико, теплоотвод не в состоянии предотвратить нагревание газа до уровня электронной температуры, и плазма превращается в равновесную.

комнаты. Можно двигать плазму в пространстве, перемещая световой луч, и таким образом описывать в пространстве «плазменные узоры»; можно продувать газ через разряд — получится оптический плазмотрон. В последнем случае, как и во всех существующих плазмотронах, подводимая извне электромагнитная энергия в конечном счете затрачивается на нагре-



Рис. 6. Схема эксперимента по получению непрерывного оптического разряда.

Плазма сдвинута от фокуса навстречу излучению. вание до высокой температуры все новых и новых порций поступающего холодного газа.

На опыте оптический разряд поджигают в определенном месте, фокусируя лазерный луч линзой или зеркалом. Плазма располагается вблизи фокуса, где интенсивность света велика. Она несколько сдвигается от фокуса по направлению к источнику излучения до того сечения светового конуса, где интенсивности света еще хватает для поддержания горения разряда (рис. 6). Чтобы зажечь стационарный разряд, необходимо создать начальную плазму в области фокуса, ибо мощности луча, достаточной для под-

держания уже существующей плазмы, далеко не достаточно для ее создания, т. е. пробоя газа (точно так же обстоит дело и со всеми другими стационарными разрядами). Можно, например, осуществить пробой газа в фокусе при помощи постороннего источника; проще всего, оказалось, ввести в фокус луча на короткое время проволочку и убрать ее после того, как разряд зажжется.

# б) Оценка температуры плазмы и пороговой мощности света

Основная задача теории равновесных разрядов состоит в нахождении температуры плазмы в зависимости от величины приложенного поля (и прочих условий), для чего требуется решать связанную систему уравнений баланса энергии плазмы и поля. Обычно уравнения стремятся упростить, прежде всего упрощая геометрию. Так, например, дугу между электродами или индукционный разряд внутри катушки-соленоида моделируют плазменным цилиндром бесконечной длины, что делает задачу одномерной.

Геометрия оптического разряда весьма сложна и по крайней мере двумерна (см. рис. 6). Однако, интересуясь минимальными мощностями излучения, необходимыми для поддержания разряда, т. е. условиями, когда плазма сосредотачивается вблизи самого фокуса, можно для оценки посчитать плазменное образование сферой, в которой частично поглощается сферически-симметрично сходящийся поток лазерного излучения мощности  $P_0$ . Кроме того, в этом случае предельно малых размеров (больших градиентов T), а также при не слишком высоких давлениях (p < 5 атм), можно пренебречь потерями на излучение по сравнению с теплопроводностным вытеканием энергии из плазмы.

В сильно ионизованном газе инфракрасное излучение лазера на CO<sub>2</sub> поглощается при столкновениях электронов с положительными ионами (в процессе, обратном тормозному излучению). Коэффициент поглощения  $\mu_{\omega}$  пропорционален плотностям сталкивающихся частиц  $\mu_{\omega} \sim T^{-3/2} n_{\rm e} n_{+}^{-1}$ . При неполной однократной ионизации  $n_{\rm e} n_{+} \sim \exp(-I/kT)$ , причем потенциал ионизации  $I \gg kT$ , так что  $\mu_{\omega}$  очень резко растет с увеличением температуры. Когда почти все атомы становятся однократно ионизованными, коэффициент поглощения при постоянном давлении проходит через максимум и потом падает с ростом температуры до тех пор, пока не вступит в действие вторая ионизация. Действительно, при полной однократной ионизации и  $p = (n_e + n_+) kT = 2n_e kT = \text{const}$  имеем  $\mu_{\omega} \sim T^{-7/2} p^2$ .

Обозначим температуру в центре плазмы  $T_{\rm K}$ ; температура падает от центра по радиусу r. Введем для оценочного расчета некую температуру ионизации  $T_0$ , ниже которой ионизация столь мала, что поглощением света можно пренебречь. Радиус сферы, где  $T = T_0$ , обозначим  $r_0$ , потенциал потока тепла J назовем  $\Theta$ . Если  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности, то

$$J = -\lambda \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = \frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}r} , \quad \Theta(T) = \int_{0}^{T} \lambda(T) \,\mathrm{d}T.$$

Пусть в сфере поглощается часть лазерной мощности  $P_1$ . Снаружи при  $r \ge r_0$ , где энерговыделения нет,  $4\pi r^2 J = \text{const} = P_1$ , так что

$$\Theta(r) = \frac{P_1}{4\pi r}, \quad P_1 = 4\pi r_0 \Theta_0, \quad \Theta_0 \equiv \Theta(T_0). \tag{4}$$

Мощность  $P_1$  выносится тепловым потоком изнутри сферы. При сравнительно небольших мощностях  $P_0$ , близких к пороговой, размеры плазмы малы и плазма прозрачна для лазерного излучения. В этих условиях энергия выделяется во всем объеме сферы и по порядку величины  $P_1 \approx$ 

 $\approx 4\pi r_0^2 \Delta\Theta/r_0 = 4\pi r_0 \Delta\Theta$ , где  $\Delta\Theta = \Theta_{\rm K} - \Theta_0$  — перепад потенциала от центра к границе сферы. Сопоставляя это равенство с ((4), найдем, что  $\Delta\Theta \approx \Theta_0 \approx \Theta_{\rm K}/2$ и  $P_1 \approx 2\pi r_0 \Theta_{\rm K}$ . Но в случае прозрачности плазмы  $P_1 \approx \mu_{\omega} r_0 P_0$ , где коэффициент поглощения  $\mu_{\omega}$ , средний по радиусу  $r_0$ , приближенно отнесем к температуре в центре  $T_{\rm K}$ . Из последних двух равенств получим связь температуры плазмы  $T_{\rm K}$  с мощностью падающего излучения  $P_0$ :

$$P_0 \approx \frac{2\pi\Theta\left(T_{\rm K}\right)}{\mu_{\omega}\left(T_{\rm R}\right)}\,.\tag{5}$$

Функция  $P_0(T_{\rm K})$  имеет минимум (рис. 7). Минимум лежит при температуре  $T_{\rm m}$  немного меньшей, чем та, при которой поглощение достигает максимума, т. е. наступает почти полная однократная ионизация атомов. Когда  $P_0 < P_{\rm min}$ , стационарного режима не существует. Состояния



Рис. 7. Зависимость мощности сферически-симметрично сходящегося луча от максимальной температуры стационарно 'лоддерживаемой плазмы, полученная путем простых рассуждений.

Воздух, p = 1 атм, излучение СО<sub>2</sub>-ла-

с  $P_0 > P_{\min}$ , но  $T < T_m$  неустойчивы: если температура плазмы случайно повысится, для ее поддержания будет достаточно мощности меньшей, чем фактическая. Начнется разогрев, который приведет к переходу в состояние, отвечающее той же мощности, но температуре  $T > T_m$ . Последнее является устойчивым. Величина

$$P_t \equiv P_{\min} \approx \frac{2\pi\Theta \left(T_{\rm m}\right)}{\mu_{\omega\,\max}} \tag{6}$$

представляет собою наименьшую, пороговую мощность, которой можно поддерживать разряд. Температура в центре прозрачного оптического разряда, повторяем, близка к температуре полной однократной ионизации и максимума поглощения лазерного излучения. Формула типа (6) (с немного отличающимся численным коэффициентом) была получена в <sup>23</sup>. В приведенном выше выводе мы неукоснительно следовали той общей схеме рассуждений, которая позволяет приближенно определить температуру плазмы в любом равновесном разряде в зависимости от мощности, силы тока и т. д. <sup>1,24,25</sup>, чем подчеркивается единство всех разрядов такого рода. Ситуация с существованием порога и устойчивостью-неустойчивостью состояний также является типичной.

Строгие уравнения, описывающие стационарный оптический разряд в рассматриваемой идеализированной постановке — сферически-симметричный режим без учета потерь на излучение, имеют вид

где P(r) — мощность излучения на радиусе r, а  $\rho_0$  — «радиус фокуса», которым следует ограничить схождение луча, дабы избежать концентрирования энергии в центре до бесконечности. При  $r = \infty P = P_0$ ,  $\Theta = 0$ ;





а) Распределения потенциала потока тепла по радиусу (нижние кривые 1, 2 соответствуют неустойчивым решениям, верхние — устойчивым; кривые 1 относятся к мощности  $P_0 = 3,9$  кВт, которая почти совпадает с пороговой; кривые  $2 \rightarrow P_0 = 4,5$  кВт); 6) коэффициент гоглощения излучения  $\mu_{0}(\Theta)$ , с которым проведен расчет.

пры $\mathbf{T} = 0$   $\Theta$  — конечно. Уравнения можно приближенно решить, пользуясь обычным для теории равновесных разрядов упрощением  $\mu_{\omega} = 0$  при  $T < T_0$ ,  $r > r_0$ ,  $\mu_{\omega} =$ const при  $T > T_0$ ,  $r < r_0$ , которое соответствует каналовой модели дуги, модели «металлического цилиндра» для высокочастотного индукционного разряда и т. д. <sup>1,20</sup> (предполагается также, что  $r_0 \gg \rho_0$ ).

В случае прозрачной плазмы  $\mu_{\omega}r_0 \ll 1$  обе получающиеся зависимости:  $P_0(r_0)$  и  $P_0(\Theta_K)$  имеют минимумы (при  $r_t$ ,  $\Theta_t$ ); состояния с  $r_0 < r_t$ ,  $\Theta_K < \Theta_t$  неустойчивы. Сама величина  $P_{\min}$  оказывается близкой  $\kappa$  (6). Минимальной мощности соответствует радиус плазмы  $r_t = \sqrt{(4/3)\rho_0 l_{\omega}}$ , где  $l_{\omega} = \mu_{\omega}^{-1}$  — длина поглощения света. В предыдущем, простейшем рассмотрении радиус  $r_0$  выпал из уравнений. Теперь это становится понятным: радиус плазмы характеризуется в том числе и не фигурирующей в этом вычислении малой величиной радиуса фокуса  $\rho_0$ .

Чтобы поддерживать излучением непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера разряд в атмосферном воздухе, по оценке (6) требуется мощность не менее  $P_t \approx \approx 2 \,\mathrm{kBt}$ . Температура плазмы при этом  $T_m \approx 17\,000 \,\mathrm{K}$ ,  $\Theta_m \approx 0.3 \,\mathrm{kBt/cm}$ ,  $\mu_{omax} \approx 0.8 \,\mathrm{cm^{-1}}$ . Радиус поглощающей области при типичном значения јо<sub>0</sub> ~  $10^{-2} \,\mathrm{cm} \, r_t \approx 0.1 \,\mathrm{cm}$ . На рис. 8 показаны результаты численного решения уравнений (7) для атмосферного воздуха \*). При каждом значеним  $P_0$  получаются два решения. То из них, в котором температура в центре ниже, а размеры нагретой области меньше, отвечает неустойчивому состоянию. При  $P_0 \rightarrow P_t$  оба решения вырождаются в одно. При  $P_0 < < P_t$  решений, удовлетворяющих указанным выше граничным условиям, нет. Величина  $P_t = 3.9 \,\mathrm{kBt}$  в общем согласуется с результатом простейшей оценки (6). Согласуются с оценкой и размеры высоко нагретой области.

#### в) Почему в оптическом разряде получается необычно высокая температура

В самом деле, в дугах атмосферного давления температура обычно составляет 6000—9000 К, в высокочастотных разрядах — 8000—10 000 К, в СВЧ—4000—6000 К, а в оптическом, как только что было оценено и как показывает эксперимент (см. ниже), она достигает 20 000 К. Отчасти это связано с тем, что на поверхности плазмы в оптическом разряде падают очень большие потоки излучения  $S \sim P_t/4\pi r_t^2$  порядка 10 кВт/см<sup>2</sup>, что в десятки, сотни раз превышает потоки электромагнитной энергии в других разрядах. Но первопричиной является прозрачность плазмы разряда атмосферного давления для оптического излучения.

На более низких частотах энергия поля хорошо поглощается и при не слишком сильной ионизации, т. е. не слишком высокой температуре. Напротив, в сильно ионизованную плазму поле не проникает, и это ухудшает условия для энерговыделения, которое тогда происходит только в тонком поверхностном слое. На оптических частотах из-за зависимости  $\mu_{\omega} \sim \omega^{-2}$  слабо ионизованный газ не поглощает света, наилучшая диссипация (происходит при полном расходовании резерва электронов, т. е. при полной однократной ионизации атомов. Соответствующему разогреву илазмы не препятствует барьер непроницаемости для поля.

Если плазма непрозрачна для лазерного излучения, температура в оптическом разряде столь же далека от температуры полной ионизации, как и в других разрядах. Чтобы это показать, рассмотрим воображаемый сферически-симметричный режим, но допустим, что сходящееся излучение мощности  $P_0$  поглощается плазмой на длине  $l_{\omega} = \mu_{\omega}^{-1}$ , малой по сравнению с радиусом поглощающей сферы  $r_0(\mu_{\omega}r_0 \gg 1)$ . Теперь  $P_1 = P_0$  и вне сферы  $\Theta = P_0/4\pi r$ ;  $P_0 = 4\pi r_0\Theta_0$ . В область  $0 < r \le r_0 - l_{\omega}$  излучение не проникает. Согласно уравнению теплопроводности (7) там  $\Theta = \text{const} =$  $= \Theta_{\kappa}$ . Весь перепад температур  $\Delta T = T_{\kappa} - T_0$  и потенциала  $\Delta\Theta$  приходится на сравнительно тонкий поглощающий слой, и вынос энергии изнутри определяется приближенным равенством  $P_0 \approx 4\pi r_0^2 \Delta \Theta/l_{\omega}$ . Теперь  $\Delta \Theta/\Theta_0 \approx l_{\omega}/r_0 \ll 1$ ,  $\Delta T/T_{\kappa} \ll 1$ .

Но если относительно малый подъем температуры обеспечивает переход от слабого поглощения к сильному, то, значит, степень ионизации при этом возрастает достаточно резко. Такое возможно только в области

<sup>\*)</sup> Решение проведено Н. Н. Магретовой.

Довольно низких степеней ионизации и температур, где  $n_e \sim \exp(-I//2kT) \, u \, I/2kT \gg 1$ . Плотность электронов возрастает в *e* разв интервале температур  $\Delta T \approx (2kT/I) \, T \ll T$ , который приближенно и можно считать равным  $T_{\rm K} - T_0$ . Именно так обстоит дело и в СВЧ, и в ВЧ, и в дуговом разрядах <sup>20,25</sup>. В рассмотренном только что варианте непрозрачного оптического разряда, благодаря резкой, больцмановской зависимости  $\mu_{\omega} \sim n_e n_+ \sim \exp(-I/kT)$  от T, температура в центральной области  $T_{\rm K}$  при увеличении мощности  $P_0$  изменяется слабо, логарифмически, причем она падает, а растет радиус плазмы  $r_0$ . Так в воздухе атмосферного давления при сферически-симметричном схождении излучения мощности  $P_0 = 13 \, {\rm kBT}$  получалось бы  $T_{\rm K} \approx 14\,000 \, {\rm K}, \, \mu_{\omega} \approx 0.6 \, {\rm cm}^{-1}, \, r_0 = 6.3 \, {\rm cm}, \, \mu_{\omega} r_0 = 3.8, \, S = 26 \, {\rm BT/cM^2}.$  При  $P_0 = 37.5 \, {\rm kBT} - T_{\rm R} \approx 12\,500 \, {\rm K}, \, \mu_{\omega} \approx 0.3 \, {\rm cm}^{-1}, \, r_0 \approx 20 \, {\rm cm}, \, \mu_{\omega} r_0 \approx 6, \, S \approx 7.5 \, {\rm BT/cM^2}.$  Конечно, эти примеры очень далеки от условий реальных опытов; они приводятся исключительно одая, что при фокусировке луча с мощностью, заметно превышающей пороговую, плазма сдвигается от фокуса навстречу лучу, размеры ее возрастают, а температура не увеличивается, а, скорее, падает.

Необычно высокая температура — уникальное свойство непрерывного оптического разряда не слишком высокого давления, которое открывает большие возможности для использования его в качестве источника света высокой яркостной температуры, тем более, что разряд может гореть очень стабильно в течение длительного времени, исчисляемого часами. Плазма оптического разряда светится ослепительным белым светом, на нее невозможно долго смотреть без темных очков.

# г) Измерения температур и порогов

При постановке первых опытов можно было рассчитывать на CO<sub>2</sub>лазер мощностью только 150 Вт. Однако формула (6) подсказывает, при каких условиях требования к мощности облегчаются. Следует создавать разряд в тяжелом одноатомном газе, где меньше теплопроводностное вытекание энергии, при повышенных давлениях, когда сильнее поглощается лазерное излучение. Впервые непрерывный оптический разряд был зажжен в ксеноне при давлениях в несколько атмосфер<sup>22</sup>. Впоследствие при помощи более мощных лазеров плазму получали во многих газах и при разных давлениях, в том числе и при атмосферном <sup>26-34</sup>.

Разряд в атмосферном воздухе был получен в работе <sup>29</sup> и детально исследован в работах <sup>30, 31</sup> при помощи 6-киловаттных CO<sub>2</sub>-лазеров. Опыты <sup>29</sup> подтвердили теоретическое предсказание <sup>23</sup>. Экспериментальный порог составил около 2 кВт. Подтвердилась и оценка максимальной температуры плазмы. По измерениям <sup>30</sup> вблизи центра  $T \approx 17\ 000$  К, в <sup>31</sup> было зарегистрировано  $T \approx 15\,000$  К, но дальше от центра. На рис. 9 показана серия изотерм — двумерные распределения температуры плазмы разряда <sup>30</sup>. Лазерный луч сходится под небольшим углом в результате фокусировки излучения линзой с  $f=15\,$  см. Температура измерялась спектроскопическими методами: по эмиссии в континууме в узком интервале длин волн около  $\lambda = 5~125$  Å и по эмиссии в линиях атомов и ионов азота. Центр плазмы сдвинут от фокуса навстречу лучу на 1,1 см. Весьма близкая картина изотерм получена в работе <sup>31</sup>, в которой измерения пространственного распределения ne сделаны методом двухдлинноволновой лазерной интерферометрии; температура рассчитывалась по n<sub>e</sub> в предположении равновесности плазмы.

В первом исследовании <sup>26</sup> по штарковскому уширению  $H_{\beta}$  линии водорода была измерена плотность электронов в аргоне при p = 2 атм,

 $n_e \approx 3.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, чему соответствует в равновесии температура 23 000 К. По-видимому, эта цифра завышена, более поздние и более тщательные измерения по абсолютной интенсивности линии иона 4806 Ar II для сходных условий дали в центре плазмы 18 000 К <sup>28</sup>. В ксеноне при 2 атм максимальная температура ниже, 14 000 К (измерено по абсолютной интенсивности линии иона 5292 Xe II) <sup>32</sup>. Это и естественно: в ксеноне



Рис. 9. Пространственные распределения температуры (изотермы) в непрерывном оптическом разряде в воздухе атмосферного давления <sup>30</sup>.

Мощность СО<sub>2</sub>-лазера 6 кВт. Луч идет справа налево. Эфективная граница сходящегося светового канала показана пунктиром. Сверху распределение температуры на оси луча.

потенциал ионизации меньше, чем в аргоне. В водороде при 6 атм и мощности лазера 1 кВт по абсолютной интенсивности континуума на длине волны 2500 Å измерена максимальная температура 21 000 К <sup>34</sup>. В той же работе по интенсивности линии иона 3995 NII найдено, что в азоте при 2 атм и мощности 0,9 кВт в центре плазмы  $T = 22\,000$  К. В опытах <sup>28</sup>, <sup>32</sup>, <sup>34</sup> снимались радиальные профили температуры в сечении, где радиус плазменного образования максимален: центр плазмы сдвинут от фокуса навстречу лучу на несколько мм. Радиальный размер плазмы по уровню половинной температуры составляет 1—2 мм.

На рис. 10 и 11 показаны результаты измерения пороговой мощности при разных давлениях в атомарных <sup>26</sup> и молекулярных <sup>34</sup> газах. Для нижних кривых, которые дают минимальные мощности, способные поддерживать стационарный разряд, характерен быстрый спад при сравнительно низких давлениях с выходом на значительно более слабую зависимость  $P_t(p)$  (о смысле верхних кривых см. ниже). Быстрый спад свойствен процессу, в котором вынос энергии из плазмы осуществляется теплопроводностью: по формуле (6)  $P_t \sim p^{-3}$ . если  $\mu_{omax}$  растет с давлением как  $p^2$ . При дальнейшем повышении давления постепенно происходит смена главенствующего механизма потерь энергии. Все бо́льшую и бо́льшую роль приобретают потери на тепловое излучение. Пока плазма еще прозрачна для теплового излучения, эти потери растут, грубо говоря, пропорционально  $p^2$ , тогда как теплопроводностные от давления зависят слабо. В молекулярных газах пороги существенно выше, чем в одноатом-

![](_page_17_Figure_1.jpeg)

Рис. 10. Пороговые мощности, необхо-

димые для поддержания непрерывного

оптического разряда в атомарных газах

(нижние кривые).

ных: в области высоких температур молекулы диссоциируют на атомы, которые, диффундируя в область более низких температур, рекомбини-

P, Bm

1000

500

газах (нижние кривые).

Показаны и верхние границы существования разряда (верхние кривые)<sup>26</sup>.

![](_page_17_Figure_5.jpeg)

-N<sub>2</sub>

-Bosdyx - Ar

-12 п

димые для поддержания непрерывного оптического разряда в молекулярных

Показаны верхние границы [существования разряда <sup>34</sup>.

руют там с выделением энергии связи. Вследствие этого существенно повышаются результирующая теплопроводность и потенциал потока тепла  $\Theta$  ( $T_m$ ), которому пропорциональна пороговая мощность.

#### д) Лучистые потери

Хорошо известно, что при давлениях порядка 10 атм лучистые потери энергии из разрядной плазмы выступают на первый план по сравнению с теплопроводностными. На этом основана работа дуговых ксеноновых ламп высокого давления, в которых до 80-90% джоулева тепла преобразуется в тепловое излучение. То же самое, естественно, происходит и в оптическом разряде. Начальное представление об излучении плазмы можно получить, исходя из теории Унзольда — Крамерса (см. 35). При температурах, соответствующих первой ионизации, в непрерывном спектре излучается

$$\Phi = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi kT}{3m}\right)^{1/2} \frac{e^{q} n_{e} n_{+}}{mc^{3}h} \left(1 + \frac{hv_{g}}{kT}\right) = \frac{7.6p_{a_{TM}}^{2} x_{e}^{2}}{(T[K]/10^{4})^{3/2}} \left(1 + \frac{hv_{g}}{kT}\right) \text{ KBt/cM}^{3},$$
(8)

где x<sub>e</sub> — молярная доля электронов. Первое слагаемое, пропорциональное единице в скобках, описывает тормозное излучение, второе, и при том главное, — фоторекомбинационное;  $hv_g$  — энергия связи нижнего воз-бужденного уровня атома. Захваты электронов на основной уровень, при которых излучаются кванты hv > I, в  $(\bar{8})$  не включены. Такие кванты очень сильно поглощаются невозбужденными атомами и далеко от места своего рождения не уходят.

Баланс энергии оптического разряда в случае преимущественных лучистых потерь выражается уравнением */*^>

$$S\mu_{\omega} = \Phi. \tag{9}$$

Поскольку и µ<sub>ω</sub> и Ф одинаково пропорциональны n<sub>e</sub>n<sub>+</sub>, интенсивность лазерного излучения S, необходимая для поддержания плазмы данной температуры, оказывается мало зависящей от давления, что качественно и объясняет резкое ослабление зависимости  $P_t$  от p при  $p \ge 5$  атм. Заметим, что после начала второй ионизации к  $\mu_{\omega}$  и Ф добавляются слагаемые, пропорциональные  $Z^2 n_e n_{++}$ , где Z = 2 и  $n_{++}$  — заряд и плотность двукратно ионизованных атомов.

Потери на излучение могут играть важную роль и при атмосферном давлении, но повышенных лазерных мощностях, когда размеры плазмы возрастают. Теплопроводностный вынос энергии при этом сокращается из-за уменьшения температурных градиентов. Так, в оптическом разряде в воздухе при p = 1 атм и  $T \approx 15\,000-18\,000$  К излучательная способность, оцененная путем комбинации различных данных, составляет 40-60 кВт/см<sup>3</sup> и лучистые потери становятся сравнимыми с теплопроводностными при размерах высоко нагретой области порядка 1 мм и более <sup>23</sup>, <sup>1</sup>. О роли лучистых потерь в этом случае можно косвенно судить, сопоставляя энерговыделение и теплопроводностные потери, рассчитанные по экспериментальным изотермам, изображенным на рис. 9. Такая оценка показывает, что теплопроводность уносит из центральной части плазмы примерно 2/3 выделяющейся мощности, т. е. 1/3 приходится отнести на счет лучистых потерь.

Формула (8) описывает излучение только в континууме. Между тем, по многим данным, в спектральных линиях может излучаться в несколько раз бо́льшая энергия. Излучение в линиях также пропорционально  $n_en_+$ , ибо этой величине пропорциональны плотности возбужденных атомов <sup>35</sup>. В работе <sup>28</sup> на основании определенных теоретических соображений предложена приближенная формула для интегрального излучения, обобщающая (8) учетом вклада линий (обозначим его  $\Phi_1(T, p)$ ). Главное отличие  $\Phi_1$  от (8) состоит в замене скобки  $(1 + hv_g/kT)$  на ехр  $(hv'_g/kT)$ , где  $hv'_g$  — энергия связи нижнего из учтенных уровней. В качестве последнего в инертных газах принимаются не самые нижние, а следующие возбужденные состояния (в аргоне, например,  $hv'_g$ ) = 2,85 эВ против  $hv_g = 4,3$  зВ). Именно при таком эмпирическом выборе  $hv'_g$  получается наилучшее согласие с результатами экспериментального определения излучательной способности плазмы оптического разряда <sup>28</sup>, <sup>32</sup>. Эти эксперименты показали, что в аргоне при  $p \approx 6-10$  атм и  $P_0 = 600$  Вт почти половина падающей лазерной мощности, т. е. бо́льшая часть поглощенной, излучается плазмой. При  $P_0 \rightarrow P_t \approx 100$  Вт, когда размеры плазмы сокращаются, относительная роль лучистых потерь сильно уменьшается.

# (е) Верхние приделы по мощности

Как было обнаружено в <sup>26</sup>, при высоких давлениях разряд гаснет, если лазерная мощность превышает некоторый верхний предел, который зависит от давления, а выше определенного *p*, вообще не горит (см. рис. 10). Сначала думали, что это связано в основном с выплыванием плазмы из луча под действием архимедовой силы. Однако в работе <sup>28</sup> эффект был объяснен на основе представлений о лучистых потерях.

Функция  $S(T) = \Phi_1(T)/\mu_{\omega}(T)$ , определенная уравнением (9), имеет минимум: в аргоне на частоте СО<sub>2</sub>-лазера  $S_{\min} \approx 6$  кВт/см<sup>2</sup> при  $T_1 \approx \approx 12700$  К. Если  $S < S_{\min}$ , плазма распадается \*). Состояния с  $T < T_1$ ,

<sup>\*)</sup> Может показаться, что такое серьезное, свойственное многиму разрядам свойство, как существование минимальной плотности потока электромагнитной энергии, необходимой для поддержания плазмы, ставится в зависимость от выбора конкретной функции лучистых потерь. С функцией (8), например,  $S(T) = \Phi(T)/\mu_{\omega}(T)$  ведет себя монотонно и минимума не имеет. На самом деле при учете теплопроводностных потерь уравнение (9) обобщается:  $S\mu_{\omega} = \Phi + a\Theta$ , где  $a - какой-то коэффициент. Функция <math>S = (\Phi + a\Theta)/\mu_{\omega}$  имеет минимум, если только  $\mu_{\omega}(T)$  обладает максимумом, что нам уже известно.

как обычно, неустойчивы. В своем движении от фокуса после первоначального поджига плазменный фронт пробегает по расширяющемуся световому конусу расстояние  $R = R_1$  до сечения, где  $S = P_0/R^2\Omega = S_{\min}$ ( $\Omega$  — телесный угол раствора конуса), и там останавливается. Например, в аргоне при p = 10 атм  $P_0 = 600$  Вт,  $\Omega = 0.45$  рад,  $R_1 = 0.4$  см, что согласуется с опытом.

Когда в стационарном состоянии лазерное излучение проникает через плазму к фокусу, интенсивность его стремится возрасти из-за схождения луча и упасть из-за поглощения. Первый фактор от давления не зависит, второй усиливается с ростом *p*. Значит, при каждой мощности  $P_0$ , начиная с какого-то значения *p*, второй фактор окажется более действенным и интенсивность должна будет уменьшаться вглубь плазмы по сравнению с  $S_{\min}$  на переднем краю. Но при  $S < S_{\min}$  стационарное поддержание плазмы невозможно. Если увеличивать мощность при данном *p*, растет  $R_1$ , ослабевает действие геометрического фактора и при каком-то  $P_0$  оно уступает действию поглощения; снова в плазме  $S < S_{\min}$ .

#### 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

# а) Механизмы распространения и аналогия с горением

Разрядам любых частотных диапазонов свойственна тенденция к распространению. Всегда существуют механизмы передачи энергии от разрядной плазмы к окружающим слоям холодного газа, что способствует их ионизации. Если вновь ионизованный слой находится во внешнем поле, в нем также начинается диссипация энергии поля, и слой охватывается разрядом. Потом то же самое происходит со следующим слоем и т. д.

Плазменный фронт, ограничивающий область, охваченную разрядом, движется по газу. Разряд неподвижен и является статическим в тех случаях, когда его распространению мешают стенки, либо если за пределами разряда интенсивность поля оказывается не достаточной для поддержания плазмы.

Возможны различные механизмы передачи энергии и состояния ионизации от разрядной плазмы к соседним холодным слоям: ударной волной, теплопроводностью, путем лучистого теплообмена; ионизации способствуют диффузия резонансного излучения, диффузия электронов.

Эффекты распространения разрядов (в некоторых случаях их называют ионизационными волнами) наблюдались и изучались на опыте в самых различных условиях<sup>1</sup>. Наиболее часто встречающимся примером эффекта служит процесс, протекающий в плазмотронах. Только в этом случае] сам разряд неподвижен в пространстве, газ протекает через него. Принципиального значения это не, имеет и является не более, чем вопросом о выборе системы координат для наблюдения. В системе, связанной с потоком холодного газа, граница разряда распространяется по газу. Механизмом распространения в генераторах равновесной плазмы обычно служит теплопроводностная передача тепла с последующей термической ионизацией холодных масс газа.

Этот механизм имеет много общего с горением в газовой горелке, где горючая смесь поступает в пламя стационарным непрерывным потоком, а пламя стоит на месте. И вообще, существует далеко идущая аналогия между процессами распространения разряда и пламени. Аналогия зиждется на одинаковой резкой температурной зависимости скорости хими-

#### оптические разряды

ческой реакции и скорости диссипации энергии поля, которая пропорциональна степени ионизации газа (или ее квадрату). Обе зависимости имеют больцмановский характер exp (—const/kT). Введенная выше температура ионизации газа соответствует температуре воспламенения горючего, ниже которой химическая реакция практически не идет. Процессы энерговыделения, передачи энергии от нагретого вещества (продуктов горения, разрядной плазмы) к холодному и нагревание последнего до температур воспламенения, ионизации, движение фронтов пламени и разряда происходит одинаково. Разница состоит лишь в источнике энергии: то ли это химическая энергия, заключенная в самом веществе, то ли энергия поля, подаваемая извне.

# б) «Световая детонация»

Пвижение плазменного фронта в поле лазерного излучения, которое принадлежит к классу процессов распространения разрядов, было обнаружено при первом же исследовании лазерной искры. Граница плазмы оптического пробоя движется навстречу лазерному лучу от точки фокуса со скоростью порядка 100 км/с. Механизмом распространения разряда в данном случае служит ударная волна, которая нагревает газ до очень высокой температуры, при которой газ сильно ионизуется. Эффект похож на процесс детонации взрывчатых веществ, в котором ВВ нагревается до температуры воспламенения сильной ударной волной, в свою очередь движимой давлением очень быстро сгорающего вещества. Явление так и было интерпретировано как «световая детонация». Как раз данный механизм для разрядов не является характерным. По-видимому, он свойствен одним только оптическим частотам. Для осуществления быстрого сверхзвукового движения «детонационного» фронта требуются очень большие потоки электромагнитной энергии, и во всех прочих полях соответствующие напряженности электрического поля оказываются выше пороговых для пробоя. Поэтому в любом другом поле газ пробился бы раньще, чем возникла «детонационная» волна. Поскольку наща цель демонстрировать то общее, что объединяет оптические разряды со всеми прочими, на явлении «световой детонации» мы останавливаться не станем \*).

# в) Режим «медленного горения»

Этот процесс распространения равновесного оптического разряда, основным механизмом которого служит теплопроводность, аналогичен медленному (дозвуковому) горению горючих веществ. В отличие от «детонации» такого типа процессы наблюдаются во всех без исключения полях. В оптическом диапазоне эффект был впервые обнаружен в работе<sup>38</sup>. Миллисекундный импульс неодимового лазера, содержащий энергию 1 000 Дж, фокусировался в воздухе длиннофокусной линзой с f = 50 см. Пиковая мощность была  $\approx 1$  МВт, интенсивность света в фокусе  $\approx 10$  МВт/см<sup>2</sup>. Такая интенсивность на два порядка меньше пороговой для пробоя, но когда при помощи обычного пробоя между электродами в районе фокуса создавалась начальная плазма, от фокуса в обе стороны по лучу бежали плазменные фронты (в обе стороны — так как для излучения неодимового лазера илазма сильно прозрачна). Скорости движения были небольшими.

<sup>\*)</sup> Подробности см. в <sup>1</sup>. Укажем на новые эксперименты, в которых осуществлялось принудительное инициирование светодетонационной волны от мишени <sup>36</sup> и в объеме свободного газа пробоем другого лазера <sup>37</sup>.

порядка 10 м/с, температура — также, в отличие от больших «детонационных» ( $v \sim 100$  км/с,  $T \sim 10^6$  К). Эффект был интерпретирован в <sup>38</sup> как «медленное горение».

Теория теплопроводностного режима была развита в работах <sup>21</sup>, <sup>23</sup>, <sup>1</sup> В идеализированной одномерной постановке стационарный режим распространения волны «светового горения», движимой навстречу параллельному световому лучу механизмом теплопроводности и поддерживаемой за

![](_page_21_Figure_3.jpeg)

Рис. 12. Схема волны светового горения в параллельном луче. a) Качественная картина растекания тепла и расширения газа. Показаны изотерма и линии тока; б) идеализированный одномерный режим (показаны распределения T (x) и S (x)).

счет энергии луча, в системе координат, связанной с фронтом (см. рис. 12), описывается уравнениями

$$\rho_0 v c_p \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} \,\overline{\lambda} \, \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} - A \, \frac{\Theta}{R^2} + S \mu_{\omega}, \tag{10}$$

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}x} = -\mu_{\omega}S;\tag{11}$$

здесь  $c_r$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $\rho_0$  — плотность холодного газа, v — скорость его втекания в разряд, равная по величине скорости распространения фронта по газу. Поток массыв текущей точке x постоянен и равен  $\rho_0 v$ ; плотность  $\rho$  связана с температурой условием постоянства давления  $p \sim \rho T \approx \text{const. Член } A\Theta/R^2$ , заменяющий радиальную часть лапласиана  $\Theta$ , приближенным образом учитывает теплопроводностное вытекание энергии через боковую границу светового канала (потери энергии из плазмы). Коэффициент  $A \approx 3$  определяется радиальным профилем температуры, которая падает от оси к периферии. Перед волной, при  $x = -\infty$  T = 0,  $S = S_0 = P_0/\pi R^2$ , где  $P_0$  —

Перед волной, при  $x = -\infty$  T = 0, B = 0, D = 0,  $T_0$ ,  $T_1$ ,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$ ,  $T_5$ , T

В тех практически важных случаях, когда длина поглощения света в основной зоне энерговыделения, т. е. при наибольших температурах в волне,  $l_{\omega} = 1/\mu_{\omega}$ , заметно превышает диаметр светового канала 2R, задача упрощается. Так происходит, когда волна движется под действием света неодимового лазера, а в случае СО<sub>2</sub>-излучения — при атмосферном давлении и радиусах R, не превышающих одного-двух мм (в воздухе  $l_{\text{omin}} \approx 1,2\,$  см). При таких условиях на продвижение волны затрачивается в основном только та энергия, которая поглощается на расстоянии порядка диаметра от переднего фронта плазмы. Энергия, которая поглощается далеко от фронта, вытекает без пользы через боковую границу канала. В действенной части волны поток S ослабевает мало. Только ее и рассматривая как «волну», можно опустить уравнение (11), положив  $S \approx \text{const} = S_0$  и задав граничное условие за «волной» при  $x \to \infty$  в виде dT/dx = 0. Конечная температура плазмы при этом автоматически определится уравнением баланса за волной  $S_0\mu_{\omega}(T) = A\Theta(T)/R^2$ .

Уравнение (10) можно линеаризовать по  $\Theta$ , положив  $c_p/\lambda = \text{const}$ и  $\mu_{\omega} = 0$  при  $\Theta \leqslant \Theta_0$ ,  $\mu_{\omega} = \text{const}$  при  $\Theta \geqslant \Theta_0$  (см. гл. 4), после чего оно легко решается точно. Порог для поддержания волны соответствует пределу  $v \rightarrow 0$  в решении. В случае чисто теплопроводностных потерь порог характеризуется полной мощностью  $P_{\rm t}=S_{\rm t}\pi R^2$ , как и в сферическом случае (гл. 4). Для P<sub>t</sub> получается формула типа (6), но с дополнительным коэффициентом порядка единицы. Максимальная температура T<sub>K</sub> также не сильно отличается от температуры полной однократной ионизации  $T_{\rm m} (T_{\rm K} > T_{\rm m})$ . Для излучения CO<sub>2</sub>-лазера и  $R \leqslant 0.05$  см, когда потери чисто теплопроводностные, порог в атмосферном воздухе составляет P<sub>t</sub> ≈ 4 кВт, что превышает порог поддержания статического непрерывного оптического разряда в хорошо сфокусированном луче. При увеличении радиуса канала становятся существенными потери на излучение, порог теперь характеризуется не просто мощностью, но интенсивностью света и радиусом R. Для R = 0.15 см по расчету <sup>23</sup> получается  $S_{\rm t} \approx 100~{\rm \kappa Br/cm^2}$ и  $P_{\rm t} \approx 7$  кВт. Температура плазмы в волне по-прежнему  $T_{\rm K} \approx 17~000$  К. Расчетный порог для луча неодимового лазера St ≈ 1,3 · 10<sup>4</sup> кВт/см<sup>2</sup>, Pt = = 920 кВт хорошо согласуется с результатами опытов <sup>38</sup>.

Скорость распространения волны «светового горения» по газу тем больше, чем больше интенсивность поддерживающего ее излучения. При мощностях, заметно превышающих пороговую, скорость характеризуется выражением

$$L_{\nu} \approx \frac{\lambda}{\rho_0 c_p} \sqrt{\frac{S_0 \mu_{\omega}}{\Theta_0}}, \qquad (12)$$

которое соответствует известной формуле Зельдовича для распрос ранения иламени. Расчеты<sup>23</sup>, сделанные на основе более строгого решения уравнения (10), показывают, что скорости *v* имеют порядок 1 м/с, что характерно для медленного теплопроводностного механизма продвижения волны. Между тем опыты, как правило, дают на порядок бо́льшие величины.

Причина расхождения заключается в том, что на опыте, как правило, наблюдается распространение плазменного фронта по движущемуся в ту же сторону холодному газу, как это бывает при распространении пламени в трубе от ее закрытого конца (такое объяснение было предложено в <sup>38</sup>). Действительно, разрядная плазма, нагретая до высокой температуры, испытывает тепловое расширение и как поршень толкает окружающий холодный газ, включая и те слои, которые расположены перед фронтом. Скорость движения холодного газа в сторону распространения фронта по порядку величины равна скорости стационарного движения плазмы в системе координат, где волна покоится:  $v_{\rm K} = v \rho_0 / \rho_{\rm K}$  ( $\rho_{\rm K}$  — плотность плазмы;  $\rho_0 / \rho_{\rm K} \approx T_{\rm K} / T_{\rm нач}$ ). Эта скорость в десятки раз больше нормальной скорости распространения  $v_{\rm K}$ .

В работе <sup>39</sup> линеаризованная по Θ задача обобщена учетом двумерных теплопроводностных эффектов: первые два слагаемых в правой части уравнения (10) записываются точно в виде лапласиана  $\Theta$ . Добавлен также линеаризованный член лучистых потерь  $\Phi = \text{const } \Theta$ . Световой канал считается как бы помещенным в охлаждаемую трубу радиуса  $R_1 > R$ , на стенках которой  $\Theta = 0$ . Решение  $\Theta(x, r)$  ищется методом разделения переменных в виде ряда. Численные расчеты сделаны для атмосферного воздуха. Полученная картина изотерм весьма похожа на ту, которая зарегистрирована в опытах <sup>30</sup>. Отмечается хорошее согласие рассчитанной таким образом эффективной константы радиальных потерь A в уравнении (10) с оценочной величиной A = 2,9, выбранной в <sup>23</sup>.

В работе <sup>40</sup> проведен численный расчет нестационарного движения волны от места поджига — фокуса навстречу сходящемуся лучу. Задача ставится в одномерной форме. Нестационарное уравнение теплопроводности записывается в сферических координатах в соответствие с конической геометрией луча; угловая часть лапласиана  $\Theta$ , как и радиальная в (10), заменяется выражением  $A\Theta/R^2$ , где теперь  $R = r tg \phi$  — текущий радиус сечения конического канала;  $2\phi$  — угол раствора конуса. Расчеты сделаны для аргона при очень высоких давлениях 5—50 атм, поэтому учтенные в уравнении потери на излучение играют большую роль. Плазменный фронт бежит, замедляясь, по расширяющемуся световому каналу и потом останавливается. Место остановки и температура статического разряда тем ближе соответствуют  $S_{min}$ (см. конец гл. 4), чем выше давление и больще мощность, т. е. чем больше относительная роль лучистых потерь.

# г) Эксперименты

Дозвуковое распространение разряда в световом канале лазерного луча изучалось экспериментально в ряде работ <sup>38</sup>, <sup>26</sup>, <sup>31</sup>, <sup>41-43</sup>. О первом опыте <sup>38</sup> уже говорилось. В последующих экспериментах <sup>41</sup> в широком интервале давлений 17—80 атм измерялись пороги возникновения и скорости движения волн в аргоне, поддерживаемых сфокусированными беспичковыми миллисекундными импульсами рубинового лазера. Порог снижался при повышении давления, сначала резко, потом медленно, что объясняется сменой теплопроводностных потерь лучистыми. Скорости были порядка десятков м/с.

Процесс распространения волны от фокуса всегда предшествует установлению статического непрерывного оптического разряда <sup>26, 31</sup>.

В экспериментах <sup>43</sup> луч газодинамического CO<sub>2</sub>-лазера диаметром 10 см и мощностью 400 кВт фокусировался длиннофокусным зеркалом f = 55 см на мишень в пятно диаметром 0,5 см. Интенсивность в фокусе  $S \approx 1,2$  МВт/см<sup>2</sup>. От мишени в воздухе навстречу излучению распространялась волна разряда, причем за время лазерного импульса 4 мс она проходила примерно 10 см. Скорости движения фронта были порядка 20—50 м/с. Сопоставляя столь высокие зарегистрированные скорости фронта с вычисленными в <sup>23</sup> чисто теплопроводностными нормальными скоростями распространения, которые ~ 1 м/с, авторы усматривают резкое противоречие с теорией <sup>23</sup> и на этом основании делают вывод о главенствующей роли лучистого теплообмена в распространении волны.

Не отвергая возможности действия радиационного механизма (см. ниже), подчеркнем, что подобные сравнение и аргументацию нельзя признать правомерными. При горении «от закрытого конца трубы», а в данных опытах твердая мишень, инициирующая горение, как раз и служит «торцом трубы», скорость движения волны в пространстве может в десятки раз превышать теплопроводностную скорость распространения по массе (см. выше), т. е. может быть как раз порядка наблюдаемой. На это обстоятельство обращается внимание и в работе <sup>44</sup>, специально посвященной механизму лучистого теплообмена и сравнению расчета с экспериментом <sup>43</sup>. В работе <sup>42</sup> приводятся серии фотографий покадровой «киносъемки» процесса, протекающего при условиях, близких к условиям опытов <sup>43</sup>.

Стоит отметить, что в процессах лазерной технологии, при облучении обрабатываемой поверхности излучением достаточно мощных CO<sub>2</sub>лазеров непрерывного действия, у поверхности нередко возникает непрерывный оптический разряд. В данном случае эффект является вредным: поглощая лазерное излучение, плазма экранирует поверхность, что мешает желаемому воздействию.

#### д) Лучистый теплообмен

Радиационный режим распространения волны оптического разряда, в котором движущим механизмом служит лучистый теплообмен, рассматривался в одной из первых работ по лазерной искре <sup>45</sup> применительно к гигантским лазерным импульсам, когда интенсивности лазерного излучения  $S \approx 10^4 - 10^6$  MBT/cm<sup>2</sup> и температуры за фронтом волны  $T \approx \approx 10^5 - 10^6$  К очень велики и скорости распространения получаются сверхзвуковыми, как и при «детонации» (см. также <sup>1</sup>). В диапазоне  $S \approx 10^2 - 10^3$  кВт/см<sup>2</sup>, типичном для опытов с медленным горением в луче CO<sub>2</sub>лазеров, радиационный режим также возможен, но только он будет дозвуковым.

Отличие его от сверхзвукового в основном количественное. Дозвуковой процесс происходит не при постоянной плотности, а при постоянном давлении. Нагретая плазма обладает значительно более низкой плотностью, чем холодный газ, она прозрачна и излучает довольно слабо; температура ее не высока,  $T \approx 20\ 000\ K$ , и для значительной части тепло-

вого излучения холодный газ прозрачен. Поглощается в нем и осуществляет теплообмен только жесткое ультрафиолетовое излучение, которое составляет небольшую часть от всего излучаемого спектра. Холодный воздух, например, полностью пропускает все излучение с  $\lambda > 1860$  Å.

Высокая степень прозрачности плазмы для собственного теплового излучения делает более ярко выраженной одну особенность радиационного режима: зависимость его эффективности от диаметра светового канала. Поскольку плазма излучает объемно, что происходит при не чрез-

![](_page_24_Figure_8.jpeg)

Рис. 13. Схема волны, движимой механизмом лучистого теплообмена.

мерно высоких давлениях, в частности, при атмосферном, на продвижение волны затрачивается в основном энергия, излучаемая слоем плазмы с осевой длиной порядка диаметра. Из далеких точек сечение фронта видно под малым телесным углом, и большинство рожденных там квантов вылетает за пределы области перед фронтом, которая подлежит нагреванию (см. рис. 13). По оценкам <sup>23</sup> в атмосферном воздухе лучистый теплообмен уступает теплопроводностному при диаметрах светового канала менее нескольких мм. Радиационный механизм выступает на первый план лишь при диаметрах порядка 1 см и более.

Механизм лучистого теплообмена рассматривался в работах <sup>46</sup>, <sup>47</sup> в двухгрупповом приближении. Весь спектр теплового излучения делится на две части: жесткую с  $\lambda < 1130$  Å,  $\hbar \omega > 10,9$  эВ, для которой принимается единый, не зависящий от  $\lambda$  большой коэффициент поглощения, и мягкую  $\lambda > 1130$  Å, обладающую слабым поглощением. Считается, что жесткая часть находится в локальном термодинамическом равновесии с плазмой и для ее переноса принимается приближение лучистой теплопроводности, которая добавляется к теплопроводности вещества. Мягкая часть участвует только в объемных лучистых потерях. Задача сводится к задаче о теплопроводностной волне с суммарным коэффициентом теплопроводности, сильно зависящим от температуры. Лучистая теплопроводность по расчетам<sup>47</sup> приводит к довольно большим скоростям распространения волн, порядка десятков м/с, зарегистрированным в опытах <sup>43</sup>. Однако нам представляется неоправданным применение приближения лучистой теплопроводности к рассматриваемым авторами диаметрам светового канала 0,25—0,5 см. При температурах излучающей плазмы 15 000—20 000°, принятая длина пробега осуществляющего теплообмен жесткого излучения 0,7-1 см, т. е. в несколько раз больше диаметра, что делает неприемлемым приближение лучистой теплопроводности. На самом деле излучение имеет объемный характер и действие лучистого теплообмена будет значительно более слабым. Скорости волны получатся меньщими.

В очень детальных расчетах 44 для анализа переноса излучения весь спектр разбивается на девятнадцать частотных групп и используются таблицы спектральных оптических свойств воздуха. Развита итерационная численная методика для самосогласованного решения уравнения энергии газа типа (10), в которое включен член лучистого теплообмена, и уравнения переноса излучения. Но рассматривается плоский одномерный режим без учета радиальной ограниченности светового канала. Следовательно, решение можно применять только к достаточно широким световым пучкам диаметром порядка 1 см и более, что и оговаривается авторами. Скорости распространения имеют порядок десятков м/с, что в общем согласуется с результатом <sup>43</sup>, хотя там диаметр канала несколько меньше. Вероятнее всего, в этих опытах совместный теплопроводностный и радиационный процесс разыгрывается на фоне быстрого движения холодного газа перед фронтом, толкаемого расширяющейся плазмой («горение от закрытого конца трубы»). Одномерные радиационные волны, распространяющиеся от мишени при повышенных интенсивностях излучения, вместе с гидродинамическим движением эассчитывались численно 48 и изучались экспериментально 49.

# 6. ОПТИЧЕСКИЙ ПЛАЗМОТРОН

#### а) Эксперименты

Как отмечалось в начале гл. 4, на основе непрерывного оптического разряда можно создать плазмотрон, если подобно тому, как это делается в любых других полях, через разряд продувать холодный газ. Для плазмотрона на атмосферном воздухе потребовались бы весьма большие мощности; по расчетам, о которых говорилось выше — 4 кВт, как минимум. Но в газах с более низким порогом (одноатомных) достаточно и меньших мощностей. Соответствующий опыт, сделанный с аргоном при мощности CO<sub>2</sub>-лазера 0,8 кВт, описан в статье <sup>50</sup>. Излучение фокусировалось в области сопла, куда в том же направлении подавался поток аргона (рис. 14). Струя плазмы, образующейся в непрерывном оптическом разряде, вытекала прямо в атомосферу. Радиус ярко светящейся зоны был порядка мм, длина — около 3 см.

Плазма оптического разряда, горящего в неподвижном газе, всегда сдвинута от фокуса навстречу лучу (рис. 6, 9). Исследования стационарного разряда в потоке, направленном, как на рис. 14, по ходу излучения ния <sup>51</sup>, показали, что поток прижимает передний фронт плазмы тем ближе к фокусу, чем больше его скорость v. Разряд «сдувает», как и в индукционном или СВЧ плазмотронах <sup>1</sup>. Лазерная мощность P<sub>0</sub>, необходимая для поддержания стационарного горения. естественно, зависит от скорости потока v. Последняя представ-

потока *D*. последняя представяяет собой в то же время и скорость распространения разряда по газу. При фокусировке  $CO_2$ -излучения короткофокусными линзами, в частности, с f = 10 см в аргоне атмосферного давления,  $P_0$  монотонно нарастает при увеличении скорости от нуля (рис. 15). Но

![](_page_26_Figure_3.jpeg)

Рис. 14. Принципиальная схема оптического плазмотрона <sup>50</sup>. 1 — лазерный луч, 2 — линаа, 3 сопло, 4 — поток газа, 5 — плазменная струя.

![](_page_26_Figure_5.jpeg)

Рис. 15. Мощность  $CO_2$ -излучения, необходимая для поддержания стационарного оптического разряда в потоке аргона атмосферного давления в зависимости от скорости потока <sup>51</sup>, 1 -излучение сфокусировано линаой с f = 10 см, 2 - f = 20 см, 3 - f = 40 см (по оси абсцисс – v, сM/c).

в лучах, близких к параллельному (f = 20, 40 см) зависимость  $P_0(v)$ , как видно из рис. 15, оказывается пемонотонной; при очень малых скоростях v < 5-8 см/с и, тем более, в неподвижном газе, разряд вообще не горит \*).

#### б) Пределы горения разряда' по скорости

Для объяснения существования минимальной скорости распространения при горении разряда в слабосходящемся и параллельном лучах авторы <sup>51</sup> предполагают, что по аналогии с результатом <sup>52</sup> скорость распространения плазменного фронта v пропорциональна градиенту тепловыделения F кВт/см<sup>3</sup> в точке  $x = x_m$ , где температура плазмы T(x) максимальна. Фронт движется по газу в сторону возрастания F, а газ протекает через разряд в сторону падения F; в этом случае v > 0. Таким образом,

$$v \sim -\left(\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{m}}.$$
 (13)

Интенсивность света S в параллельном луче падает по ходу луча вследствие поглощения,  $F = \mu_{\omega}(T) S$ , значит,  $v \sim (\mu_{\omega}^2 S)_m > 0$ . Если луч сфокусирован, S и F в то же время нарастают по ходу лу-

Если луч сфокусирован, S и F в то же время нарастают по ходу лучей в результате их схождения. При слабой фокусировке преобладает поглощение и v > 0; чтобы удержать разряд на месте, нужен встречный поток. При достаточно сильной фокусировке возможна компенсация двух

<sup>\*)</sup> В неподвижном атмосферном воздухе при фокусировке длиннофокусной линзой с f = 50 см разряд зажечь также не удалось <sup>29</sup>.

влияний; тогда  $(dF/dx)_m \sim (dS/dx)_m = 0$  и разряд может гореть в неподвижном газе.

В этих рассуждениях главенствующая роль справедливо отводится влиянию поглощения светового потока и соревнованию между поглощением света и действием геометрического фактора схождения лучей, хотя и не вскрывается механизм влияния ослабления или усиления светового потока на скорость фронта. Видимо, считается, что механизм — тот самый, который приводит к формуле (13). Однако вопрос нельзя считать исчерпанным по той причине, что на самом деле закон (13) не имеет силы для рассматриваемого стационарного режима горения. Он относится только к стадии нестационарного движения плазмы от начального, строго симметричного относительно точки максимума, распределения T(x)\*).

Не воспроизводя сложного вывода (13), сделанного в <sup>52</sup> в самой общей форме, проследим за его ходом на интересующем нас относительно простом примере одномерного режима волны оптического разряда в параллельном луче, стационарной в системе координат, где плазма покоится. Такой режим описывается уравнениями (10), (11). Перейдем в (10) от  $T \ \kappa \Theta$ , положим  $c_p/\lambda = \text{const}$ , продифференцируем уравнение по x и отнесем его к точке максимума T, где  $(dT/dx)_m = 0$ . Имея в виду, что  $\mu_{\omega} = \mu_{\omega}(T)$ , найдем

$$v = \frac{\lambda}{\rho_0 c_p} \frac{(\mathrm{d}^3 \Theta/\mathrm{d} x^3)_\mathrm{m} + (\mu_\omega \,\mathrm{d} S/\mathrm{d} x)_\mathrm{m}}{(\mathrm{d}^2 \Theta/\mathrm{d} x^2)_\mathrm{m}}.$$
 (14)

Если распределение T(x) или  $\Theta(x)$  около точки  $x = x_{\rm m}$  симметрично, то  $(d^3\Theta/dx^3)_{\rm m} = 0$ , и мы приходим к закону (13). Но в стационарной волне профиль T(x) не симметричен: перед максимумом он более крутой, чем за максимумом, так как поток ускоряет нагрев газа и затягивает его охлаждение (см. рис. 12). Величина  $(d^3\Theta/dx^3)_{\rm m}$ , вообще говоря, имеет тот же порядок, что и  $(\mu_{\omega}dS/dx)_{\rm m}$ , но знак ее — противоположный, так что о результате вычитания двух сравнимых величин заранее сказать что либо трудно.

Непосредственная физическая причина затрудненности горения разряда в параллельном луче при очень малых скоростях связана с охлаждающим действием потерь энергии из плазмы, которое в известной мере управляется ослаблением светового потока. Если отвлечься от ослабления луча, как это было сделано в  $^{23}$ , что приближенно допустимо в случае слабого поглощения при  $T \sim T_{\rm max}$  и малых радиусах светового канала, μ<sub>ω</sub> $R \ll 1$ , охлаждение плазмы после ее нагрева до конечной температуры T<sub>max</sub> можно приближенно исключить из рассмотрения, и в этом случае  $v \rightarrow 0$  при стремлении S к пороговому значению  $S_{\min} \equiv S_t$ . Если отвлечься от существования потерь, что допустимо в противоположном предельном случае  $\mu_{\omega}R\gg 1$ , то, несмотря на сильное затухание светового потока, он все равно полностью поглощается и  $v \rightarrow 0$  при  $S \rightarrow S_{\min} = 0$  (нет потерь — нет и порога)<sup>1</sup>. В общем же случае вследствие потерь энергии, которые включаются тем скорее, чем быстрее затухает тепловыделение, т. е. S, плазма становится прозрачной еще до полного поглощения светового потока. Часть энергии света остается неиспользованной и это затрудняет горение разряда. Охлаждение наступает тем раньше, чем медленнее сносится высоко нагретая плазма в области за температурным максимумом (чем меньше v). Тем меньшей оказывается и оптическая толщина хорошо поглощающей области, и тем больше требуется исходной мощности, чтобы обеспечить должное полное энерговыделение. Так возникает резкий подъ-

<sup>\*)</sup> В работе <sup>52</sup> рассматривался сдвиг радиально-симметричного столба дуги постоянного тока навстречу падающему на него перпендикулярно к потоку СВЧ излучения.

ем S<sub>0</sub> при  $v \to 0$ . Именно неполное использование световой энергии при малых скоростях является причиной возникновения нижней границы по скорости. Если оставить «включенными» и ослабление света и потери, но допустить, что падающий поток S<sub>0</sub> поглощается полностью, границы не будет,  $v \to 0$  при  $S_0 \to S_t > 0$ . Все эти качественные закономерности выступают особенно явствен-

но на простейшей модели линеаризованного одномерного режима ( $c_p/\lambda$  = = const;  $\mu_{\omega} = 0$  при  $\Theta < \Theta_0$ ,  $\mu_{\omega} = \text{const}$  при  $\Theta > \Theta_0$ ), который в общем случае описывается уравнением, вытекающим из (10), (11),

$$\begin{cases} \frac{\rho_0 c_p v}{\lambda} \frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}x} = \frac{\mathrm{d}^2 \Theta}{\mathrm{d}x^2} + \delta \mu_\omega S_0 e^{-\mu_\omega x} - \frac{A\Theta}{R^2}, \\ \delta = \begin{cases} 0 & \mathrm{пр} n \quad \Theta < \Theta_{02} \quad x < 0, \quad x > x_0, \\ 1 & \mathrm{пр} n \quad \Theta > \Theta_0, \quad 0 < x < x_0, \end{cases} \end{cases}$$

$$(15)$$

и граничными условиями  $\Theta = 0$  при  $x = \pm \infty$ . На границах областей, при x = 0 и  $x = x_0$ ,  $\Theta$  и  $d\Theta/dx$  $S_n/\bar{S}$ непрерывны.

Уравнение (15) дает профиль Θ (x) типа, изображенного на рис. 12. Искомая связь скорости потока v с интенсивностью падающего излучения  $S_0$ , обеспечивающая неподвижность волны, определяется системой двух уравнений относительно двух неизвестных параметров v и x<sub>0</sub>. Дело сводится к решению трансцендентного уравнения, которое дает промежуточную связь  $\hat{x}_0$  и v, и вычислению функции  $S_0(v, x_0)$ . В безразмерных переменных  $\tilde{v} = v/\tilde{v}, \quad \tilde{S} = S_0/\bar{S},$  $\widetilde{x}=x/\overline{x}$ , где масштабами служат величины  $\overline{v} = \sqrt{A\lambda/\rho_0 c_p R}$ ,  $\overline{S} = = A\Theta_0/\mu_\omega R^2$ ,  $\overline{x} = R/\sqrt{A}$ , уравнения для  $S_0(v)$  имеют вид ( $\tau =$  $= \mu_{\omega} R / \sqrt{A}$  — параметр):

$$\frac{1 - e^{-(k_1 + \tau)\tilde{x}_0}}{e^{-\tau\tilde{x}_0} - e^{k_2\tilde{x}_0}} = -\frac{k_1 + \tau}{k_2 + \tau},$$

$$k_{1,2} = \frac{\tilde{v}}{2} \pm \sqrt{1 + \frac{\tilde{v}^2}{4}}, \quad (16)$$

$$\tilde{S} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + \tau} \frac{1 - \tilde{v}\tau - \tau^2}{e^{-\tau\tilde{x}_0} - e^{k_2\tilde{x}_0}}.$$

Результаты расчета показаны на рис. 16 \*). Кривые  $S_0(v)$  качест-

![](_page_28_Figure_8.jpeg)

Рис. 16. Интенсивность излучения, необходимая для поддержания стационарного одномерного режима волны оптического разряда в зависимости от скорости распространения волны, полученная в результате решения линеаризованного уравнения. Кривые относятся к разным значениям параметра  $\tau = \mu_{\omega} R / \sqrt{A}$  характеризующего относительную роль поглощения света и потерь энергии. График построен в безразмерных переменных.

венно похожи на опытные на рис. 15. Асимптотически при  $\widetilde{v},\ \widetilde{S}\gg$  1  $\widetilde{v}pprox$  $\approx V \tilde{\tilde{s}}$ , что совпадает с формулой (12). При  $\tilde{v} \rightarrow 0$ , но  $\tau \neq 0$ , необходимая интенсивность  $\widetilde{S} \approx 2 \tau / \widetilde{3 v} \rightarrow \infty$ , что и свидетельствует о трудности осуще-

<sup>\*)</sup> Численное решение трансцендентного уравнения, оказавшегося весьма коварным, проведено Н. Н. Магретовой.

ствления разряда при малых скоростях. Причина состоит в малости оптической толщины поглощающей области: при  $\tilde{v} \to 0$   $\mu_{\omega} \tilde{x}_0 \approx 3\tilde{v} \to 0$ . Фактически минимальные скорости, при которых начинается резкий рост интенсивности согласно и решению и опыту<sup>51</sup>, оказываются столь малыми,  $v \approx 5-7$  см/с, что определение пороговых значений  $S_t$  из рассмотрения упрощенного варианта  $S(x) = \text{const} = S_0$ , отвечающего пределу  $\tau \to 0$ , и экстраполяции  $S_0(v)$  к v = 0, дало в<sup>23</sup> разумный результат.

Решение уравнения (15) подтверждает высказанное выпе качественное утверждение о том, что в стационарном режиме скорость волны нельзя считать пропорциональной градиенту тепловыделения в точке температурного максимума. Например, при  $\tau = 0$ , 1, что в общем отвечает условиям опытов, и  $\tilde{\nu} = 0.3$ , получается:  $\tilde{x}_0 = 4.81$ ,  $\tilde{S} = 2.56$ ; максимум безразмерной «температуры», равный  $\tilde{\Theta}_m = \Theta/\Theta_0 = 1.85$ , лежит в точке  $z_{m} = 2.01$ . В точке максимума безразмерный градиент тепловыделения равен — 0.209, а безразмерная третья производная от  $\Theta$ , которой следовало бы пренебречь, чтобы получить (13) из истинной формулы (14), равна + 0.149. Так же обстоит дело и в других вариантах.

# 7. ПРОЕКТЫ, В ОСНОВЕ КОТОРЫХ ЛЕЖИТ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

Возможности свободной передачи энергии лазерного излучения на большие расстояния, концентрации ее в малых объемах оптическими средствами, высокие температура, степень ионизации в оптических разрядах открывают перспективы для различных приложений. О возможностях использования непрерывного оптического разряда в качестве стационарного источника света очень высокой яркости и для непрерывной генерации плотной плазмы очень высокой температуры говорилось выше. Эти возможности вполне реализуемы уже сейчас. Расскажем о трех пока что фантастических проектах, — впрочем, мы уже неоднократно являлись свидетелями того, как в наше время недавняя фантастика оборачивается реальностью.

#### a) Оптический плазмотрон как ракетный двигатель

В проекте <sup>53</sup> систему, эквивалентную оптическому плазмотрону рис. 14, предлагается использовать в качестве ракетного двигателя. Оптический разряд привлекает авторов своей высокой температурой. В сочетании с использованием легчайшего газа — водорода, это позволяет получить исключительно большие скорости истечения плазмы и и удельные импульсы  $I^*$ ). Проведены численные расчеты волн светового горения в луче CO<sub>2</sub>-лазера с учетом лучистой теплопроводности и последующего течения плазмы в сопле. Световой канал считался параллельным и задавалась интенсивность излучения, в основном  $S_0 = 300$  кВт/см<sup>2</sup>. Радиус связан с выбранной мощностью. Если  $P_0 = 10$  кВт, R = 0,1 см; если  $P_0 = 5$  МВт, R = 2,1 см; радиус горла сопла  $R_{\rm K} = 0,4$  R. При давлении в набегающем потоке 30 атм максимальная температура достигает 19 000 К. Нормальные скорости распространения (скорости набегающего потока)  $v \sim 2-8$  м/с. Длины поглощения лазерного излучения 2-3 см.

<sup>\*)</sup> I = u/g, где g — ускорение силы тяжести. Будучи первоначально нагретым до температуры T, газ истекает в пустоту со скоростью  $u \sim \sqrt{kT/M}$ , где M — масса атома.

Скорость плазмы в зоне выделения энергии ~1 км/с, в горле сопла ~ 15 км/с. Так можно получить удельные импульсы при истечении в атмосферу 1400—2400 с, при истечении в вакуум — 4300—4700 с. Даже в лучших ракетах на химическом топливе в последнем случае не достигается и 500 с; для космических полетов требуется 1000—1500 с.

б) Ракетный двигатель с использованием повторяющихся вспышек оптического пробоя<sup>54</sup>

Если в предыдущем проекте предполагается, что лазер находится на борту ракеты, то в данном имеется в виду подавать лазерную энергию к летательному аппарату с Земли, что представляется особенно привлекательным. Двигатель может функционировать только в стадии разгона аппарата в воздушной атмосфере. Хвостовая часть аппарата, обращенная к Земле, выполнена в виде параболического зеркала. Падающий с Земли световой луч отражается зеркалом, концентрируется в фокусе и вызывает там оптический пробой воздуха. В плазме пробоя быстро выделяется энергия лазерного импульса — предполагается, что излучение посылается в виде повторяющихся импульсов. От места энерговыделения по воздуху распространяется «взрывная» волна; она ударяет о поверхность зеркала, отражается и тем самым сообщает телу механический импульс (оказывает на него давление). Проделаны подробные расчеты, обсуждены различные аспекты работы двигателя, выбраны выгодные конструкции и режимы. Конечно, для ускорения аппаратов реального веса, скажем ~ 100 кг требуются очень большие средние лазерные мощности, порядка 100 МВт при частоте посылок 300 Гц. Замечательно, что создана действующая модель такого «лазерного воздушно-реактивного двигателя». Тело весом 5 г ускоряется и движется вверх под действием оптических пробоев воздуха, производимых излучением небольшого импульсно-периодического СО<sub>2</sub>-лазера.

# в) Преобразование световой энергии в электрическую<sup>55</sup>

Как указывается в этих и других статьях, сейчас изучаются различные пути преобразования на борту космического аппарата лазерной энергии, посылаемой с Земли, в электрическую, что нужно для снабжения спутников энергией. В предварительных опытах 55 для этой цели используется плазма непрерывного оптического разряда. Луч СО<sub>2</sub>-лазера мошностью 6 кВт и диаметром 6 см фокусировался линзой с f = 18 см в камере, через которую медленно протекал аргон под давлением 1.1 атм. По обе стороны от плазмы оптического разряда, располагающейся как на рис. 6, размещались электроды из торированного вольфрама, один раскаленный добела эмиттер электронов с маленькой площадью, другой охлаждаемый водой коллектор с большой площадью. Между электродами возникала разность потенциалов, по-видимому из-за диффузии электронов из плазмы на коллектор. Снималась вольт-амперная характеристика цепи. включающей электроды и плазму. Экстраполированное к нулевому току значение разности потенциалов (напряжение «разомкнутой» цепи) составило 1,5 В; минус на коллекторе. Ток короткого замыкания 0,7 А. Если рассматривать указанные 1,5 В как э.д.с., получается электрическая мощность 1,5.0,7 ≈ 1 Вт, т. е. к.п.д. цорядка 0,02%. Но, ссылаясь на ряд исследований, авторы полагают, что эффективность преобразователя можно существенно повысить.

Институт проблем механики АН СССР

#### Ю. П. РАЙЗЕР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука. 1974.
- 2. Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. In: III Intern. Conferen-ce on Quantum Electronics. Paris, 1963.
- 3. Gill D. H., Dougal A. A. Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 845.

- Gill D. H., Dougal A. A. Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 845.
   Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой газов. М.: Мир, 1969
   Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1150.
   Soileau M. J. Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, p. 309.
   Woskoboinikow P., Milligan W. J., Praddaude H. C., Cohn D.R. Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, p. 527.
   Eacos H. Г., Бойко В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. ДАН СССР, 1967, т. 173, с. 538.
   Наgen W. F. J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 511.
   Парфенов В. Н., Пахомов Л. Н., Петрунькин В. Ю., Подлевский В. А. Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 731.
   Зворыкин В. Д., Николаев Ф. А., Холин И. В., Чугунов А. Ю., Шелоболин А. В. Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 1140.
   Сагеssa J. P., Autric M., Dufresne D., Bournot P. J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 6822.
   Smith D.C., Meyerand R. G. In: Principles of Laser Plasmas/Ed. G. Bekefi. N.Y., 1976.
   Барчуков А. И., Бункин Ф. В., Конов В. И., Любин А. А. ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 965.
   Бонч-Бруевич А. М., Зинченко В. И., Капорский Л. Н.

- 15. Бонч-Бруевич А. М., Зинченко В. И., Капорский Л. Н.— 13. Вонч-Бруевич А. М., Зинченко Б. И., Капорский Л. н.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 1055.
  16. Гюнтер А., Бейтис Дж.— ТИИЭР, 1971, т. 59, с. 277.
  17. Wili S. R., Tidman D. A.— Appl. Phys. Lett., 1970, v. 17, p. 20.
  18. Коортап D. W., Wilkerson T. D.— J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 1883.
  19. Данилов О. Б., Тульский С. А.— ЖТФ, 1978, т. 48, с. 2040.
  20. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов,— М.: Науко 1080.

- Наука, 1980.
- 21. Райзер Ю. П. Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 195.
- Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В.А., Райзер Ю. П. Ibid., с. 447.
   Райзер Ю. П. ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 2127.
   Райзер Ю. П. In: XIV Intern. Conference on Phenomena in Ionised Gases, Compele 4070; I. de Phys. 4070, t. 40. р. 77.444
- Grenoble, 1979; J. de Phys., 1979, t. 40, p. C7-141. 25. Райзер Ю. П.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 1096.
- 26. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В.А., Райзер Ю. П.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1434.
- 27. Franzen D. L.- Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 62; J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 1727.
- 28. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 954.
- 29. Smith D. C., Fowler M. C. -- Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 500. 30. Keefer D. R., Henriksen B. B., Braerman W. F. -- J. Appl. Phys.,
- Ковнов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. ЖТФ, 1979, т. 49, т. 497.
   Ковлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Физ. плазмы, 1975, т. 1, с. 830.
- c. 2304.
- 35. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных воли и высокотемпе-
- ратурных гидродинамических явлений. 2-е изд. М.: Наука, 1966. 36. Козлова Н. Н., Маркович И. Э., Немчинов И. В., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Рыбаков В. А., Суляев В. А. Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1930.
- 37. Немцев И. З., Мульченко Б. Ф., Райзер Ю. П.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 2, с. 13. Немцев И. З., Мульченко Б. Ф.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 1167.
- 38. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Фе́доров В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 609.
- 39. Batteh J. H., Keefer D. R.- IEEE Trans. Plasma Science, 1974, v. PS-2, n. 122.
- 40. Козлов Г. И., Селезнева И. К.— ЖЭТФ, 1978, т. 48. с. 386.

- -41. Мульченко Б.Ф., Райзер Ю. П., Эпштейн В. А.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1975.
- 42. Stegman R. L., Schriempf J. T., Hettche L. R. -J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 3675.
- 43. Klosterman E. L., Byron S. R.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, p. 4751. 44. Jackson J. P., Nielsen P. E.— AIAA Journ., 1974, v. 12, p. 1498; перевод: Ракет. техн. и космонавтика, 1974, т. 12, № 11, с. 54.
- 45. Райзер Ю. П. ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 1508. 46. Вопі А. А., Su F. Y. Phys. Fluids, 1974, v. 17, p. 340.
- 40. Войг А. А., Заг Г. П., 1949. Пайз, 1949. 960. 48. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В.— ПМТФ, 1974. № 4, с. 22; вкн.: Численные методы в физике плазмы. М.: Наука, 1977.— С. 234.
- Немчинов И. В., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Рыба-ков В. А. ДАН СССР, 1979, т. 247, с. 1368.
   Козлов Г. И. Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 586.
- 51. Герасименко М. В., Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А.— Ibid., 1979, 5, с. 954. 52. Maecker H. H.— Proc. IEEE, 1971, v. 59, p. 439. 53. Kemp N. H., Root R. G.— J. Spacecraft and Rockets, 1979, v. 16, p. 65; J. Ener-

- ду, 1979, v. 3, р. 40; перевод: Ракет. техн. и космонавтика, 1979, т. 17, с. 128.
  54. Бункин Ф. В., Прохоров А. М.→ УФН, 1976, т. 119, с. 425. Агеев В. П., Барчуков А. И., Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Силенок А. С., Чаплиев Н. И.— Квант. электрон., коров А. М., Силенок А. С., Чаплиев Н. И.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 2501.
- .55. Thompson R. W., Manista E. J., Alger D. L. Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, p. 610; Laser Focus, 1977, v. 13, No. 12, p. 20.