1965 г. Сентябрь *Том 87, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537 56

ПРОБОЙ И НАГРЕВАНИЕ ГАЗОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

Ю. П. Райзер

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 29
I. Пробой газов 31
§ 1. Измерения пороговых параметров 31
§ 2. Многоквантовый фотоэффект 35
§ 3. Лавинная ионизация (качественная картина) 39
§ 4. Нарастание энергии электрона в поле излучения 41
§ 5. Расчеты лавинной ионизации 44
II. Поглощение луча и нагревание газа 46
§ 6. Измерения поглощения и рассеяния лазерного луча и нагревания газа в области пробоя 46
§ 7. Волна поглощения света и нагревания газа. «Детонационный» механизм 50
§ 8. Механизмы «пробоя» и «радиационный» 54
§ 9. Искра как сильный взрыв. Искра в магнитном поле 57
§ 10. Получение плазмы на твердой мишени 60
§ 11. Условия высокого нагревания водорода 62
Цитированная литература 63

ВВЕДЕНИЕ

Изобретение лазеров и совершенствование лазерной техники открыли широкие возможности для изучения взаимодействия с веществом чрезвычайно интенсивных потоков когерентного излучения в диапазоне оптических частот. Одно из наиболее интересных явлений в этой области, которое было обнаружено в 1962 г. и сразу же привлекло к себе внимание многих исследователей,— это пробой газов, образование «искры» в фокусе лазерного луча. Опыты показали, что при очень большой интенсивности светового потока в газах, обычно совершенно прозрачных для оптических частот (в аргоне, гелии, воздухе и др.), происходит пробой, т. е. развивается сильная ионизация. Пробой газа сопровождается световой вспышкой, как и обычный искровой разряд, в силу чего это явление часто называют «искрой».

Ионизация при данных условиях происходит, если интенсивность излучения превышает некоторую весьма резко выраженную пороговую величину. Как показали опыты, для пробоя газов нужны очень высокие интенсивности. Если, как это часто делают, характеризовать интенсивность излучения напряженностью электрического поля в световой волне, то пороговые поля имеют порядок 10^6 — 10^7 *в/см* (в зависимости от рода и давления газа).

Столь высокие интенсивности светового излучения удается получить при фокусировке линзой луча оптического генератора с модулированной добротностью, работающего в режиме так называемого гигантского импульса, когда максимальные (пиковые) мощности достигают

десятков мегаватт. Потому и явление искры было обнаружено лишь после создания методов импульсного включения добротности лазера *). Длительности гигантских импульсов составляют обычно 20—40 *нсек* (1 *нсек* = $= 10^{-9}$ *сек*). Пучок лазерного света в гигантском импульсе обладает расходимостью $3—30' \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ *рад* и фокусируется линзой в кружок радиусом $10^{-3} - 10^{-2}$ *см*. При этом характерные плотности потоков световой энергии в фокусе для рубиновых генераторов имеют порядок 10^{11} *вт/см*^{2}, а плотности потоков фотонов $\sim 10^{30}$ *см*$^{-2}$*сек*$^{-1}$ **).

Можно представить себе несколько механизмов ионизации газа при очень больших интенсивностях светового излучения. Электроны могут отрываться от атомов непосредственно под действием излучения в результате одновременного поглощения многих квантов. (Дело в том, что потенциалы ионизации атомов I гораздо больше квантов оптических генераторов; например, у аргона $I = 15{,}8$ *эв*, а квант рубинового генератора $\hbar\omega = 1{,}78$ *эв*, так что для ионизации аргона необходимо девять квантов.)

В поле излучения может развиться электронная лавина. В результате многоквантового фотоэффекта в газе появляются первые, «затравочные» электроны. Электрон поглощает световые кванты при столкновениях с атомами (в процессе, обратном тормозному излучению) и ускоряется. Накопив энергию, достаточную для ионизации, электрон ионизует атом, так что вместо одного появляются два медленных электрона, которые начинают тот же пусть с начала и т. д. Возможен комбинированный, также лавинообразный процесс, при котором электрон не ионизует, а только возбуждает атом; возбужденный атом затем ионизуется излучением. Как будет видно из дальнейшего, в плотных газах (при давлениях порядка и выше атмосферного) происходит лавинная ионизация. Лишь в разреженных газах, в которых электроны вылетают из области действия поля, не успев испытать много столкновений, единственным механизмом ионизации является многоквантовый фотоэффект.

Явление искры замечательно и тем, что при заметном превышении мощности генератора над величиной, необходимой для пробоя, газ под действием света еще в начальной стадии лазерного импульса ионизуется очень сильно и образующаяся плазма в значительной степени поглощает лазерный луч. При этом энергия света выделяется в сравнительно небольшом объеме и газ в области поглощения нагревается до температур в десятки и сотни тысяч градусов. Этот эффект можно использовать для концентрирования энергии в веществе и получения высоких температур в малых объемах. Механизм поглощения лазерного луча обладает интересными особенностями. Свет не поглощается в одном объеме с размерами, характеризуемыми радиусом кружка фокусировки, где происходит первичный пробой газа. Вследствие ионизации, которая возникает перед слоем, поглощающим свет в данный момент, новый слой сам приобретает способность поглощать свет. Таким образом, область поглощения лазерного луча после первичного пробоя непрерывно перемещается по направлению к линзе, образуется нечто вроде волны поглощения света и нагревания газа, которая распространяется по газу навстречу лучу.

Ниже рассматривается новое физическое явление «лазерной искры», дается обзор данных эксперимента и излагаются результаты теоретического изучения процесса.

В целях упорядочения весь материал разбит на две части. В первую часть помещено все то, что относится к эффекту пробоя, т. е. к развитию

*) Об оптических генераторах с модулированной добротностью см. [46–49, 58, 59].

**) В дальнейшем, для краткости вместо «плотность потока» мы будем говорить просто «поток».

ионизации в области фокуса и образованию первичной плазмы. Во второй части рассматриваются эффекты поглощения лазерного луча плазмой и нагревания газа, а также некоторые явления, наблюдаемые после окончания лазерного импульса. В последних параграфах коротко излагаются результаты экспериментального изучения воздействия гигантского импульса на твердые мишени и оценки возможностей нагревания водорода до термоядерных температур. Мы начинаем каждую часть со сводки полученных экспериментальных данных, по возможности, полной, а затем уже рассматриваем механизм явлений.

I. ПРОБОЙ ГАЗОВ

§ 1. Измерения пороговых параметров

По-видимому, первое сообщение о наблюдении пробоя газа (воздуха) под действием сфокусированного луча рубинового генератора, работающего в режиме гигантского импульса, было сделано в феврале 1963 г.

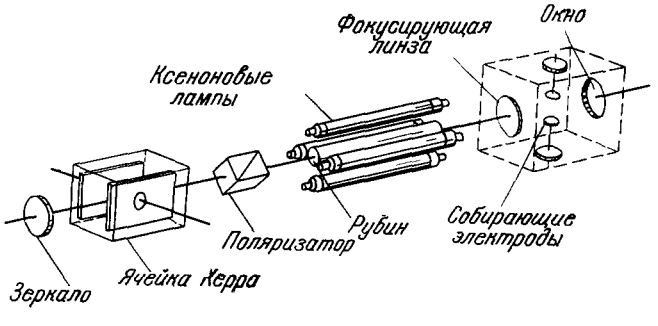

Рис. 1. Схема опытов [2].

на III Международной конференции по квантовой электронике в Париже (Мейкер, Терхун, Сейвидж [1]). Вслед за этим разными авторами были опубликованы результаты измерений пороговых параметров для пробоя газов при разных давлениях.

В работе Мейерэнда и Хойта [2] применялся рубиновый стержень длиной 15 *см* и диаметром 1,3 *см*. Схема установки показана на рис. 1. Для накачки использовались четыре импульсные ксеноновые лампы, через каждую из которых разряжалась конденсаторная батарея. Добротность модулировалась при помощи поляризатора и ячейки Керра, как и в опытах [1]. В результате получался одиночный гигантский импульс. Энергия импульса, которая определялась калориметрическим методом, в типичном случае составляла 1 *дж*, длительность — 30 *нсек*, пиковая мощность — 30 *Мвт*.

Осциллограммы лазерного импульса в статье [2] нет, однако она приводится в другой работе тех же авторов [5], в которой изучалось поглощение лазерного луча при надпороговой мощности генератора, причем измерения производились, видимо, на той же установке. Об этой работе речь пойдет в § 6; там же на рис. 5 показана снятая осциллографически форма импульса. Размер кружка фокусировки определялся по величине отверстия, которое луч прожигал в тонкой золотой фольге (толщиной $5 \cdot 10^{-6}$ *см*). Диаметр отверстия получался равным $2 \cdot 10^{-2}$ *см*. К такой же величине приводила и оценка по измеренной расходимости лазерного

луча 2α и известному фокусному расстоянию линзы f (радиус кружка $r_0 \approx f\alpha$; значения f и α в статье не приводятся). При пиковой мощности 30 *Мвт* и диаметре кружка фокусировки $2 \cdot 10^{-2}$ *см* поток лучистой энергии в фокусе равнялся 10^{18} *эрг/см*^{2} *сек* $= 10^{11}$ *вт/см*^{2}. Факт пробоя устанавливался по появлению световой вспышки в области фокуса; свечение длилось примерно 50 *мксек*. Кроме того, для регистрации пробоя использовалась пара электродов, к которым прикладывалось небольшое напряжение 100—200 *в*; при пробое из области фокуса вытягивалось около 10^{13} электронных зарядов.

Исследовался пробой в аргоне и гелии при давлениях $1{,}5 \cdot 10^3$ — — 10^5 *мм* рт. ст. Результаты эксперимента — пороговые поля для пробоя в зависимости от давления — показаны на рис. 2 *). Авторы отмечают, что

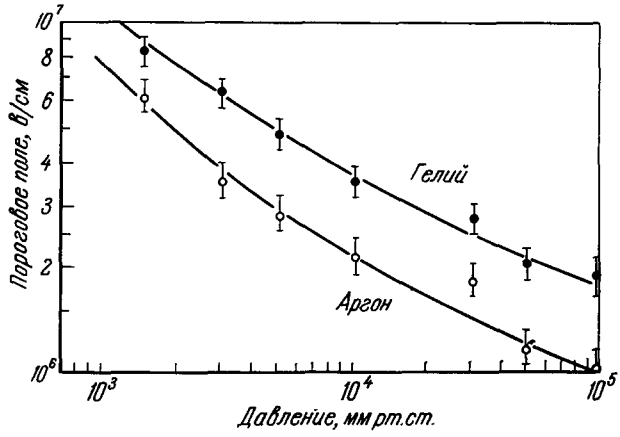

Рис. 2. Пороговые поля для пробоя в аргоне и гелии (по измерениям [2]).

порог для пробоя очень резкий, стоило лишь немного понизить мощность при данном давлении, и пробоя не возникало.

Вообще говоря, порог для пробоя можно характеризовать разными величинами: потоком лучистой энергии J, потоком квантов $S = J/\hbar\omega$, среднеквадратичной (средней) напряженностью электрического поля в световой волне $E = \sqrt{4\pi J/c}$ (амплитуда колебаний поля $E_0 = \sqrt{2}E$). Для удобства пересчета приведем численные формулы. Если W — мощность лазера, а r_0 — радиус кружка фокусировки, то

$$J = 3{,}2 \cdot 10^9 \frac{W\,[Мвт]}{(r_0\,[см]/10^{-2})^2} \frac{вт}{см^2},$$

$$S = 3{,}4 \cdot 10^{18} (J\,[вт/см^2]) = 1{,}1 \cdot 10^{28} \frac{W\,[Мвт]}{(r_0\,[см]/10^{-2})^2} \frac{фотонов}{см^2 сек},$$

$$E = 10^{-8}\sqrt{S} = 19\sqrt{J\,[вт/см^2]} = 1{,}1 \cdot 10^6 \frac{\sqrt{W\,[Мвт]}}{r_0\,[см]/10^{-2}} \frac{вольт}{см}.$$

В работе Минка [3] добротность рубинового генератора модулировалась при помощи вращающейся призмы. Импульс треугольной формы имел полуширину 25 *нсек* и пиковую мощность 3—5 *Мвт*. Использовалась линза с фокусным расстоянием 2 *см*. Пробой регистрировался по появ-

*) В работе не указано, как вычислялось поле по потоку энергии. Не исключено, что приведенные величины представляют собой не средние поля, а амплитуды поля, которые в $\sqrt{2}$ раз больше, чем средние за период электромагнитных колебаний.

лению свечения. В спектре свечения плазмы присутствовали линии однократно ионизованных атомов и молекул; линии двукратных ионов не были обнаружены. При давлениях газов выше 15 *атм* свечение имело сплошной спектр. Исследовался пробой в аргоне, гелии, водороде и азоте при давлениях от 0,5 до 100 *атм*. Результаты работы — пороговые мощности генератора — представлены на рис. 3. Диаметр кружка фокусировки не измерялся. Отмечается лишь, что оценка с учетом аберрации линзы и характеристик лазерного луча дает диаметр кружка фокусировки $1{,}2\cdot10^{-3}$ *см*. Эта величина представляется несколько заниженной. Но, с другой стороны, диаметр кружка фокусировки в опытах Минка безусловно был значительно меньше диаметра $2\cdot10^{-2}$ *см*, который получался в работе Мейерэнда и Хойта [2], так как для пробоя аргона и гелия в опытах [2] требовались мощности, в десятки раз превышающие пороговые мощности в опытах Минка [3] (при одинаковых давлениях газа).

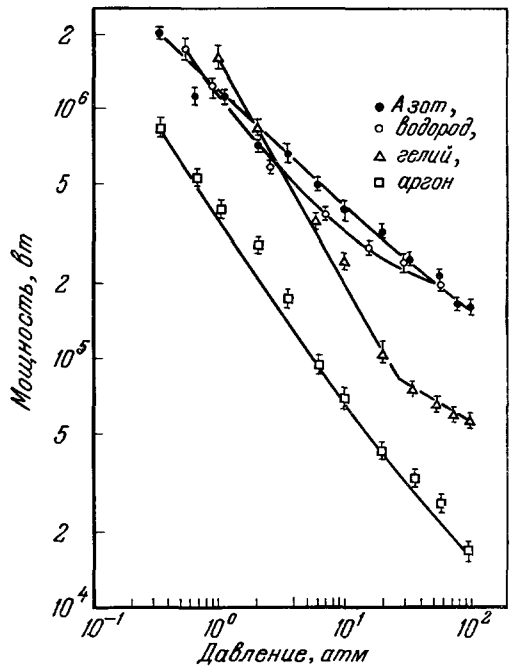

Рис. 3. Пороговые мощности лазера для пробоя в азоте, водороде, гелии и аргоне (по измерениям [3]).

Нельсон и др. [7] определяли порог для пробоя в атмосферном воздухе другим методом — по поглощению лазерного луча. Рубиновый лазер с модулированной добротностью давал импульсы с энергиями до 0,8 *дж* и длительностью 30 *нсек*. Расходимость луча, измеренная фотометрически, $2\alpha = 4\cdot10^{-3}$ *рад*, диаметр пучка — 1 *см*. Радиус кружка фокусировки определялся как $r_0 = f\alpha$ (фокусное расстояние не указано; судя по максимальному значению потока в фокусе $\sim 8\cdot10^{10}$ *вт/см*^{2}, радиус кружка, видимо, был равным $\sim 10^{-2}$ *см*, т. е. $f = 5$ *см*). Калориметрическим методом с точностью 5% измерялся коэффициент прохождения лазерного луча через область фокусировки в зависимости от мощности лазера. При мощности, меньшей пороговой, луч проходил без поглощения. Начиная с некоторой мощности поглощение луча при увеличении мощности очень резко возрастает, что свидетельствует об образовании поглощающей плазмы. При этой же мощности появляется световая вспышка — искра. Пороговое значение потока энергии составляет $5\cdot10^{10}$ *вт/см*^{2} $= 0{,}5\times$ $\times 10^{18}$ *эрг/см*^{2} *сек* (поле $E = 4{,}4\cdot10^6$ *в/см*), причем при таком значении потока коэффициент прохождения луча чрезвычайно резко, почти скачкообразно уменьшается от 1 до $\sim$0,3. При увеличении падающего потока до $8\cdot10^{10}$ *вт/см* коэффициент прохождения уменьшается до $\sim$0,2.

Томлинсон [15] изучал пробой в благородных газах при давлении 400 *мм* рт. ст. Диаметр кружка фокусировки определялся путем фотографирования фокальной области через микроскоп как расстояние между точками, где интенсивность потока составляет половину от максимальной. Диаметр составлял $3\cdot10^{-3}$ *см*. Лазерный импульс ослаблялся при помощи фильтров; фиксировалось, когда исчезает вспышка. По соответ-

ствующему значению пиковой мощности определялся пороговый поток квантов. Измерены значения 0,28; 0,33; 0,66; $0{,}70\times10^{30}$ *фотон/см*^{2} *сек* для Kr, Ar, Ne, He соответственно. Эти данные согласуются по порядку величины с результатами опытов [2]. В работе [15] измерялось прохождение света через область фокуса в течение времени импульса. Прошедший поток регистрировался с временны́м разрешением ~1 *нсек*. Приводятся кривые прохождения для аргона при давлении 1850 *мм* рт. ст. и разных превышениях мощности над пороговой. Видно, как при увеличении мощности пробой и поглощение начинаются все раньше и раньше.

С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, М. М. Струков и Р. В. Хохлов [27] с целью выяснения частотной зависимости порога измеряли порог для пробоя атмосферного воздуха при помощи лазера на неодимовом стекле. Измерения были сделаны на первой и второй гармониках ($\lambda_1 = 1{,}06$ *мк*, $\lambda_2 = 0{,}53$ *мк*). Для первой гармоники диаметр фокусного пятна был $2\cdot10^{-2}$ *см*, длительность импульса 40 *нсек*, пороговая энергия 0,3 *дж*, пороговое поле $5\cdot10^6$ *в/см*. Длительность импульса на второй гармонике была в 1,3 раза меньше, фокусировка примерно такая же или процентов на 15 лучше. Пороговая энергия, измеренная калориметрически, была в 1,6—1,7 раза больше, т. е. пороговое поле на второй гармонике оказалось раза в полтора больше, чем на первой. Таким образом, при уменьшении частоты порог для пробоя понижается.

Во всех рассмотренных выше работах исследовался пробой в газах не малой плотности при давлениях порядка и выше атмосферного, когда важнейшую роль в образовании свободных электронов играет ионизация электронным ударом, и развивается электронная лавина (см. ниже). В отличие от этих опытов, Г. С. Воронов и Н. Б. Делоне [6] изучали ионизацию сильно разреженного газа — ксенона — при давлениях $\lesssim10^{-2}$ *мм* рт. ст., когда ионизация атомов электронным ударом заведомо не играет роли, так как длины пробега электронов в десятки и сотни раз больше размеров области фокусировки лазерного луча. Эти опыты были поставлены с целью изучения непосредственного вырывания электронов из атомов под действием интенсивной световой волны. Луч рубинового лазера раздваивался полупрозрачным зеркалом. Один из лучей фокусировался в сосуде с газом. Положительные ионы вытягивались на коллектор полем ~10 *в/см*, причем конструкция собирающего устройства предотвращала попадание на коллектор зарядов, которые могли бы быть образованы вне области фокуса. Второй луч ослаблялся, фокусировался и область фокусировки с помощью микрообъектива отображалась на пленку. Так измерялся размер кружка фокусировки и находилось распределение освещенности по сечению фокусировки. Детектор позволял зарегистрировать $4\cdot10^3$ *ионов* (образованных за время импульса 20 *нсек*). При полях $(0{,}8—1{,}5)\cdot10^7$ *в/см* образовывалось $\sim10^5$ *ионов*, что соответствовало вероятности ионизации под действием световой волны $\sim5\cdot10^5$ *сек*$^{-1}$. Ионизацию сильно разреженных газов (воздуха, аргона, гелия) при давлениях $\sim2\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст. изучали ранее Дамон и Томлинсон [4]. В их работе были получены странные результаты, вызывающие сомнение: сильная ионизация ($\sim10^7$ — 10^8 ионов) наблюдалась при очень малых мощностях ~200 *квт* (полях $\sim4\cdot10^5$ *в/см*; лазер без модуляции добротности). Между тем, согласно измерениям [6], при полях меньше $0{,}8\cdot10^7$ *в/см* никакого сигнала в ксеноне не наблюдалось. Авторы этой работы повторили опыты [4] и показали, что наблюдавшиеся в [4] заряды возникали не в результате ионизации газа в фокусе, а, видимо, на поверхности линзы или стенках сосуда.

Для выяснения механизмов пробоя большое значение имеет вопрос о распределении поля в сечении фокусировки. Дело в том, что поток

излучения и поле распределены по сечению вовсе не равномерно, а имеют локальные максимумы, соответствующие различным колебательным модам генератора (А. М. Леонтович и А. П. Ведута [8], Брэдли [9]). Структура поля излучения в области фокуса изучалась экспериментально в работе Г. М. Бархударова, Г. С. Воронова, В. М. Горбунова и Н. Б. Делоне [10]. Луч рубинового генератора, добротность которого модулировалась при помощи ячейки Керра, а мощность менялась от нескольких *Мвт* до нескольких десятков *Мвт*, фокусировался линзами, исправленными в отношении сферической аберрации ($f = 4{,}5$ и 12 *см*). Изображение выделенного сечения луча отображалось при помощи микрообъектива на фотопленку и фиксировалось распределение освещенности в сечении. Локальные неоднородности в сечении несфокусированного луча имеют порядок 10^{-2} *см* (диаметр пучка ~ 1 *см*); в минимальном сечении сфокусированного луча размеры неоднородностей порядка 10^{-3} *см*. Измерения показали, что сечение луча минимально не в фокальной плоскости, а несколько дальше от линзы. Так, при фокусе $f = 12$ *см* и расстоянии объектива от рубина ~ 1 *м* усредненный размер сечения (корень из площади) был минимальным и равным 0,04 *см* на расстоянии 0,7 *см* от точки фокуса. В фокусе сечение имело размер 0,1 *см*, а на расстоянии 1,2 *см* за фокусом — 0,06 *см*. Фотометрические измерения неравномерности в распределении освещенности в минимальном сечении показали, что в этом сечении имеются точки, где локальные освещенности в 30—50 раз, а электрические поля, следовательно, в 5—7 раз превышают средние по сечению. Разумеется, размеры областей с очень большими локальными полями чрезвычайно малы.

В этой связи отметим работу Б. Я. Зельдовича и Н. Ф. Пилипецкого [17], в которой теоретически рассматривается влияние аберраций объектива на фокусировку пучка света, не обладающего собственной расходимостью, и проведен дифракционный расчет поля на каустиках.

§ 2. Многоквантовый фотоэффект

Перейдем к рассмотрению механизма пробоя и объяснению результатов экспериментов. Как отмечалось во Введении, мыслимы два основных пути ионизации газа в поле интенсивного излучения: прямой отрыв электронов от атомов под действием лазерного света и образование электронной лавины.

Непосредственное вырывание электронов из атомов в поле излучения рассматривали Ф. В. Бункин и А. М. Прохоров [11], Л. В. Келдыш [12], Голд и Бебб [13]; наиболее общие результаты получены Л. В. Келдышем. Величина кванта оптического генератора гораздо меньше потенциалов ионизации, поэтому обычный фотоэффект в атомах невозможен. Возможен, однако, многоквантовый фотоэффект, при котором атомный электрон освобождается в результате одновременного поглощения нескольких фотонов (для аргона — девяти). Вероятность одновременного поглощения атомом n фотонов пропорциональна n-й степени потока квантов S, т. е. E^{2n}. Зависимость от поля чрезвычайно резкая, и многоквантовый фотоэффект происходит лишь при достаточно сильных полях в световой волне.

Наряду с многоквантовым фотоэффектом мыслим другой механизм, аналогичный туннельному эффекту — вырыванию электрона из атома под действием статического электрического поля [18, 19]. Вероятность туннельного эффекта w_0 [*сек*$^{-1}$] в поле E равна

$$w_0 = \beta \exp\left(-\frac{4}{3}\frac{\sqrt{2m}\,I^{3/2}}{\hbar e E}\right), \qquad (2{,}1)$$

где предэкспонента β по порядку величины равна частоте движения электрона в атоме $I/\hbar$.

Очевидно, электрическое поле световой волны действует как «статическое», если оно мало изменяется за время пролета электрона через потенциальный барьер τ. Ширина барьера порядка $\Delta \sim I/eE$, скорость электрона в атоме порядка $v \sim \sqrt{I/m}$, так что $\tau \sim \Delta/v \sim \sqrt{Im}/eE$. Если круговая частота изменения поля ω, то условием квазистатичности поля является неравенство $\omega\tau \sim \omega\sqrt{Im}/eE \ll 1$. При достаточно больших частотах электрон не успевает проскочить через барьер за время порядка периода колебаний поля и возникает частотная зависимость вероятности вырывания; противоположное неравенство $\omega\tau \gg 1$ является условием того, что процесс вырывания имеет характер многоквантового фотоэффекта. Это последнее неравенство выполняется в интересующем нас случае оптических частот: $\omega = 2{,}7\cdot 10^{15}$ $1/сек$ *), $I \sim 10$ *эв*, $E \sim 10^7$ *в/см*; $\omega\tau \sim 20$.

С первого взгляда может показаться, что многоквантовый фотоэффект и туннельный эффект представляют собой различные и даже конкурирующие механизмы. Однако, как следует из работы Л. В. Келдыша [12], оба механизма имеют общую природу и появляются как предельные случаи единого процесса перехода электрона из связанного состояния в атоме в свободное под действием переменного электрического поля. В работе вычислена вероятность такого перехода из основного состояния атома водорода. В отличие от обычной теории возмущения, в которой рассматриваются стационарные конечные состояния, здесь рассматривается нестационарное конечное состояние свободного электрона в осциллирующем электрическом поле световой волны $E(t) = E_0 \cos \omega t$, вызывающем переход. При вычислении матричного элемента используется соответствующая этому состоянию точная волновая функция; тем самым учитывается главное, ускоряющее воздействие поля на свободный электрон.

В результате всех вычислений получается формула для вероятности вырывания электрона из атома w [$сек^{-1}$]. Вероятность зависит от частоты ω и амплитуды поля E_0, причем последняя входит в формулу только в составе комбинации $\gamma = \omega\sqrt{2mI}/eE_0$, которая совпадает с характерным параметром $\omega\tau$.

В пределе малых частот и очень сильных полей, $\gamma = \omega\tau \ll 1$, общее выражение для вероятности практически превращается в формулу для туннельного эффекта **). В противоположном предельном случае высоких частот $\gamma = \omega\tau \gg 1$ получается формула, описывающая многоквантовый фотоэффект.

Эту формулу можно записать в следующей упрощенной форме, которая удобна для численных оценок:

$$w = B\omega n^{3/2}\left(\frac{e^2E_0^2}{8m\omega^2\tilde{I}}\right)^n = B\omega n^{3/2}\left(\frac{\pi e^2}{mc}\frac{\hbar S}{\omega I}\right)^n. \qquad (2,2)$$

Здесь n — число квантов, необходимых для отрыва электрона, которое равно целой части величины $(\tilde{I}/\hbar\omega) + 1$, причем эффективный потенциал ионизации $\tilde{I}$ превышает обычный на величину средней энергии осцилляций свободного электрона в поле электромагнитной волны: $\tilde{I} = I + e^2E_0^2/4m\omega^2$. Значения множителя B заключены в не очень большом

*) Такова частота света рубинового генератора; длина волны $\lambda = 6934$ Å.

**) Основной, экспоненциальный множитель получается точно, а предэкспонента несколько отличается от правильного выражения [18], так как при расчете не учитывалось влияние кулоновского поля ядра на волновую функцию свободного электрона.

диапазоне около единицы. При оценках можно полагать $B = 1$. Дело в том, что вероятность w исключительно сильно зависит от поля E_0, а практически приходится оценивать не w по E_0, а наоборот, E_0 по w. Поэтому даже значительный разброс в значениях B приводит к ничтожной вариации в величине поля: $E_0 \sim B^{1/2n}$.

Численно для $\hbar\omega = 1{,}78$ *эв*

$$w = B \cdot 2{,}7 \cdot 10^{15} n^{3/2} \left(4{,}75 \cdot 10^{-34} \frac{I_{\text{H}}}{I} S\right)^n \text{сек}^{-1}, \qquad (2{,}3)$$

где $I_{\text{H}} = 13{,}6$ *эв*, S — в *фотон/см*^{2} *сек*.

Если энергия возбуждения какого-нибудь состояния в атоме очень близка к целому числу n_1 квантов, большую вероятность имеет переход через промежуточное состояние, включающий в себя резонансное поглощение n_1 фотонов с возбуждением атома и поглощение $n - n_1$ квантов, приводящее к отрыву электрона. В работе [12] вычислена вероятность такого процесса. При этом учтен штарковский сдвиг промежуточного уровня; ширина уровня представляет собой сумму естественной ширины и вероятности ионизации уровня. Вдали от резонанса вероятность двухступенчатого процесса гораздо меньше вероятности прямого отрыва; в непосредственной близости резонанса она может намного превышать последнюю, однако резонанс для атомов очень узкий.

В работе Голда и Бебба [13] вероятность многоквантового фотоэффекта вычисляется обычным методом теории возмущений [16]. Авторы пользуются классическим гамильтонианом взаимодействия атомного электрона с электромагнитной волной $H = \frac{e}{mc}\mathbf{A}\mathbf{p}$, где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал, а $\mathbf{p}$ — импульс электрона, и записывают общее выражение для амплитуды перехода через промежуточные связанные состояния в самом низшем неисчезающем порядке теории возмущений. Конечное, свободное состояние электрона описывается плоской волной. Как правило, основной вклад в сумму по промежуточным состояниям дают один или два члена, включающие переходы, при которых энергия нескольких квантов оказывается близкой к энергии возбуждения какого-либо уровня атома. Так, например, для ионизации аргона нужно 9 квантов $\hbar\omega = 1{,}78$ *эв*, а энергия 8 квантов на 0,18 *эв* отличается от энергии возбуждения уровня $5p^3S_1$. Для ионизации гелия нужно 14 квантов; основной вклад дают переходы через промежуточное состояние $3p'P_1$, энергия которого отличается от $13\,\hbar\omega$ на 0,116 *эв*, и состояние $2s^1S_0$, энергия которого отличается от $12\,\hbar\omega$ на 0,811 *эв*. В работе приводится сводная таблица с результатами расчетов для всех благородных газов. Численные формулы для вероятностей ионизации аргона и гелия имеют вид

$$w_{\text{Ar}} = 1{,}4 \cdot 10^{-281} S^9, \quad w_{\text{He}} = 5{,}4 \cdot 10^{-452} S^{14} \text{ сек}^{-1}.$$

Численно формулы Голда и Бебба дают примерно такие же результаты, что и формулы Келдыша (в том смысле, что при одной и той же вероятности w получаются очень близкие значения потоков квантов), однако зависимости w от частоты ω получаются несколько отличными *).

---

*) Тозер [39] вывел полукачественную формулу для многоквантового поглощения. Вероятность этого процесса определяется как вероятность столкновения n частиц — фотонов с электроном за время взаимодействия $t \sim 1/\omega$, которое следует из принципа неопределенности $\hbar\omega t \sim \hbar$. В формулу входит неопределенное сечение столкновения, которое при оценках полагается равным 10^{-16} *см*^{2}. С помощью этой формулы можно было бы рассматривать многоквантовый фотоэффект. Однако вряд ли имеет смысл применять ее, как это делает автор, к многоквантовому переходу атома в первое возбужденное состояние, который в отличие от перехода в непрерывный спектр (фотоэффекта) имеет резко выраженный резонансный характер.

В работе [13] вычислены пороговые потоки, нужные для «пробоя» газов многофотонным механизмом (для отрыва 10^{13} электронов за 10^{-8} *сек* в объеме фокуса при плотности 10^{20} *атомов/см*^{3}, как в опытах [2]). Пороговые потоки составляют $7\cdot10^{31}$ *фотон/см*^{2} *сек* для Ar и $4{,}4\cdot10^{32}$ для He. Экспериментальные значения $S \sim 1-2\cdot10^{29}$ для Ar и $(3\div5)\cdot10^{29}$ для He.

Таким образом, по этим данным для сильной многофотонной ионизации атомов необходимы поля, более чем на порядок превышающие экспериментальные средние пороговые поля. К такому же выводу пришел и Томлинсон [15], который сопоставлял расчеты по [13] с результатами своих экспериментов со всеми благородными газами.

Делая вывод о реальной роли этого механизма ионизации, следует иметь в виду, что в условиях опытов локальные поля в очень небольших объемах могут значительно превышать средние по объему фокусировки, которые выводят из эксперимента; многофотонная ионизация происходит преимущественно именно в местах с большими полями. Кроме того, в расчетах [12, 13] не учтено влияние размытия верхних уровней атома в сильном электрическом поле световой волны, благодаря которому число квантов, необходимых для ионизации атома, фактически может сократиться на единицу; это приведет к повышению вероятности отрыва *).

Однако все равно представляется невероятным, чтобы одним только многоквантовым фотоэффектом можно было объяснить наблюдаемый порог для пробоя в газах при больших давлениях. Во-первых, слишком велик разрыв между экспериментальными и расчетными по [12, 13] значениями пороговых полей, а во-вторых, предположение о многофотонном механизме несовместимо с зависимостью порога от давления газа. В самом деле, при увеличении давления, скажем, в гелии от $1{,}5\cdot10^3$ до 10^5 *мм* рт. ст., пороговое поле уменьшается от $8\cdot10^6$ до $2\cdot10^6$ *в/см*^{2}, т. е. в 4 раза. Даже если допустить, что при низшем давлении и более высоком поле происходит многоквантовый фотоэффект, то вероятность фотоионизации при высшем давлении и более низком поле должна получиться в $\sim4^{28} \approx 10^{17}$ раз меньше. Следовательно, при высоких давлениях и низких экспериментальных пороговых полях этот эффект заведомо не играет роли **).

В сильно разреженном газе, где исключается возможность образования электронной лавины, многоквантовый фотоэффект представляется единственным механизмом ионизации. Опыты [6] с разреженным ксеноном дали среднее пороговое поле $8\cdot10^6$ *в/см*. По формуле Келдыша ($n = 7$) для условий опыта пороговое поле составляет $4{,}5\cdot10^7$ *в/см*, по формулам [13] — $2{,}7\cdot10^7$ *в/см*. Если принять во внимание существование больших локальных полей и неучтенное снижение потенциала ионизации, то следует признать, что эти экспериментальные данные согласуются с предположением о многофотонной ионизации.

Существенную роль в процессе пробоя может играть ионизация возбужденных атомов излучением. В работе Церника [14] точно вычислена вероятность двухквантового фотоэффекта с метастабильного $2s$-уровня атома водорода. Для $\hbar\omega = 1{,}78$ *эв* $w = 1{,}53\cdot10^{-47}$ S *сек*$^{-1}$. Интересно отметить, что приближенные расчеты [13] дают для этого случая величину, в 9 раз бо́льшую, а формула (2,3) — в 250 раз меньшую (формула Келдыша, вообще говоря, относится к случаю поглощения большого числа квантов). Отметим работу [60], в которой изучается двухквантовая ионизация отрицательных ионов иода под действием лазерного луча.

---

*) Это соображение было высказано Л. В. Келдышем.

**) Заметим, что в работе [7] пробой в воздухе при атмосферном давлении ошибочно интерпретируется на основе представлений о многоквантовом фотоэффекте. Кажущегося согласия с опытом авторы добиваются только благодаря наличию в их формулах двух неопределенных констант, которые подбираются соответствующим образом.

§ 3. Лавинная ионизация (качественная картина)

Лавинной ионизации газа в фокусе лазерного луча, которая происходит при сравнительно больших давлениях (порядка атмосферного и выше), посвящены теоретические статьи Я. Б. Зельдовича и автора [20], Райта [21], Д. Д. Рютова [22], Г. А. Аскарьяна и М. С. Рабиновича [23]. Согласно общим представлениям, развитым в работе [20], процесс протекает следующим образом.

В местах с большими локальными полями в результате многофотонного поглощения (скорее всего, примесными атомами с низкими потенциалами ионизации) в начале лазерного импульса появляются первые «затравочные» электроны *).

Свободный электрон поглощает световые кванты при столкновениях с нейтральными атомами. Наряду с поглощением, при столкновениях под действием интенсивного излучения происходит вынужденное тормозное испускание квантов той же энергии и направления. Энергия электрона в случайных актах взаимодействия с излучением порциями $\hbar\omega$ изменяется то в одну, то в другую сторону, так что изменение энергии имеет в основном характер одномерной диффузии по энергетической оси. Этот процесс протекает тем скорее, чем больше поток квантов. Накопив энергию, немного превышающую потенциал ионизации, электрон с большой вероятностью ионизует атом, в результате чего вместо одного появляются два электрона с малой энергией (новое поколение), которые начинают весь цикл сначала. При достаточно больших полях даже нет необходимости в приобретении электроном энергии ионизации. Достаточно, чтобы электрон возбудил атом (потенциалы возбуждения первых уровней атомов, следующих за основным, составляют примерно $^3/_4$ потенциала ионизации), так как возбужденный атом быстро ионизуется излучением при поглощении двух-трех квантов.

При небольших полях, недостаточных для быстрой ионизации первых возбужденных состояний атомов, потери энергии электрона на возбуждение, напротив, тормозят развитие лавины; электрон может много раз набрать и потерять свою энергию, прежде чем ему удастся «проскочить» зону энергий, в которой он возбуждает первые состояния атомов, следующие за основным, и достичь энергии, достаточной для ионизации либо возбуждения высоких, легко ионизуемых излучением, состояний. (Заметим, что ионизация возбужденных атомов электронами в начале, пока электронов мало, происходит очень редко.)

Сколько-нибудь точных расчетов вероятности ионизации возбужденных атомов излучением с учетом различных возникающих в этой связи эффектов в настоящее время нет. Поэтому в вопросе о роли возбуждения, вернее, о величине поля, разграничивающего области положительного и отрицательного влияний возбуждения на развитие лавины, имеется значительная неопределенность. Здесь пока приходится довольствоваться полукачественными соображениями. Двухфотонная ионизация, безусловно, происходит быстро. По формуле Церника [14] (правда, относящейся к 2*s*-состоянию атома водорода), даже при поле 10^6 *в/см* вероятность $\sim 10^9$ *сек*$^{-1}$. Однако в обычных условиях первые возбужденные уровни атомов аргона, гелия и др. отстоят от границы непрерывного спектра на величину, бо́льшую двух квантов; нужны три кванта (для молекул азота, кислорода — еще больше). Для трехквантовой ионизации с вероят-

*) Вычисления по формулам Келдыша и Голда и Бебба (последние проделаны в [15]) показывают, что при полях $(3 \div 4)\cdot 10^7$ *в/см*, даже без примесей, в аргоне и гелии за время ~ 1 *нсек* появляется один электрон.

ностью $\sim 10^9$ *сек*$^{-1}$ по формуле Келдыша (2,3) нужны поля 10^7 *в/см*. Здесь, конечно, существенную роль может сыграть снижение границы непрерывного спектра в поле волны, связанное с размытием верхних уровней (но, возможно, одновременно снижаются и первые уровни). Значительное уширение уровней открывает большие возможности для резонансных переходов через промежуточные состояния. Это в особенности относится к молекулам, где уровней гораздо больше и они, скорее всего, даже перекрываются. Таким образом, мыслимы различные возможности того, чтобы вероятность ионизации возбужденных атомов излучением оказалась очень большой при полях ниже 10^7 *в/см*, скажем, при полях, равных нескольким единицам 10^6 *в/см*, а может быть, даже 10^6 *в/см* *). Подчеркнем еще раз, что возбуждение верхних, легко ионизуемых уровней атомов всегда способствует развитию лавины.

Развитие лавины всегда замедляют потери энергии электронов при упругих столкновениях с атомами, а также потери самих электронов, диффундирующих из области действия излучения (в отличие от потерь энергии, потеря электронов приводит к обрыву цепей размножения в лавине). Потери энергии за счет упругих столкновений тем выше, чем легче газ, и играют относительно тем бо́льшую роль, чем медленнее набирают энергию от излучения электроны, т. е. чем меньше поле. В условиях опытов [2] упругие потери в аргоне и гелии, вообще говоря, заметны, а в гелии при высоких давлениях и малых полях — даже велики.

Диффузия электронов происходит тем медленнее, чем выше плотность газа и больше размеры области фокусировки. По оценкам, в условиях опытов [2] электроны даже за все время импульса не успевают вылетать из области действия излучения радиусом $\sim 10^{-2}$ *см*. Однако из очень малых объемов, где имеются большие локальные поля, электроны уходят быстро, т. е. они распределяются по всему объему фокусировки и, в общем, подвергаются действию не локальных, а средних по объему полей.

Если диффузионный уход электронов из объема действия поля не играет первенствующей роли (как в опытах [2]), величина порогового поля определяется тем условием, что за короткое время светового импульса $t_1 \approx 30$ *нсек* должно появиться достаточное число электронов N_1. Число электронов в лавине, по крайней мере в начале процесса, нарастает по экспоненциальному закону $N = N_0 e^{t/\theta} = N_0 \cdot 2^k$. Число поколений электронов k, родившихся к моменту окончания импульса, $k_1 = t_1/\theta \times \times \ln 2 = 1{,}45 \ln \frac{N_1}{N_2}$, очень слабо зависит от чисел N_0 и N_1. Поэтому приближенно можно считать, что лавина начинается, скажем, с одного электрона ($N_0 = 1$), а условием пробоя является достижение определенного числа N_1 электронов, например 10^{13}, как в опытах [2]. Таким образом, условие пробоя фиксирует число поколений ($k_1 = 43$), а при данной длительности импульса 30 *нсек* — и постоянную времени лавины $\theta = 1$ *нсек* (время удвоения числа электронов $\theta_2 = \theta \ln 2 = 0{,}7$ *нсек*). Окончательное число электронов N_1 чрезвычайно чувствительно к постоянной времени θ, которая зависит от поля, чем и объясняется существование резкого порога для пробоя.

При высокой фокусировке или достаточно низких давлениях (при $r_0 \approx 10^{-2}$ *см* — ниже атмосферного) существенное влияние на размножение электронов оказывает их диффузионный уход. При определенных условиях может возникнуть квазистационарное состояние, когда рождение электронов компенсируется их потерей (критические условия, если

*) Некоторые такие эффекты обсуждаются в работе Л. В. Келдыша [12].

пользоваться терминологией теории ядерных реакторов; рассмотренные выше условия, когда потери малы,— сверхкритические). При малых давлениях электроны быстро покидают объем фокусировки, и лавина вообще не развивается. В этом случае пробой может произойти только в результате многофотонных процессов.

§ 4. Нарастание энергии электрона в поле излучения

Скорость развития лавины определяется в первую очередь скоростью нарастания энергии электрона в поле излучения. Последняя величина фигурирует в теории высокочастотного пробоя в газах, который имеет общие черты с пробоем на оптических частотах. В теории высокочастотного пробоя [24] ускорение электрона электромагнитной волной рассматривается классически. Свободный изолированный электрон осциллирует в переменном электрическом поле волны, причем энергия его в среднем остается неизменной. Средняя энергия колебаний электрона составляет $e^2E^2/2m\omega^2$. Электрон приобретает энергию, отнимая ее от волны, только при столкновениях с атомами, когда в результате резкого изменения направления скорости энергия колебаний переходит в энергию хаотического поступательного движения. Скорость нарастания энергии электрона ε под действием электромагнитной волны равна [25]

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{e^2E^2}{m\omega^2}\nu_{\text{eff}}\frac{\omega^2}{\omega^2+\nu_{\text{eff}}^2}. \tag{4,1}$$

Здесь $\nu_{\text{eff}}=N_a v\sigma_{\text{tr}}$ — эффективная частота столкновений электрона с атомами, N_a — число атомов в *см*^{2}, v — скорость электрона, $\sigma_{\text{tr}}=\sigma(1-\overline{\cos\vartheta})$ — транспортное сечение, σ — сечение упругого рассеяния, $\overline{\cos\vartheta}$ — средний косинус угла рассеяния. Если $\omega^2\gg\nu^2_{\text{eff}}$, формула (4,1) упрощается:

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{e^2E^2}{m\omega^2}\nu_{\text{eff}}. \tag{4,2}$$

Энергия, равная по порядку величины энергии осцилляций электрона в поле, которая в среднем при каждом столкновении отнимается от электромагнитной волны, в условиях высокочастотного пробоя складывается из многих квантов. Она порядка 10^{-3} *эв*, тогда как $\hbar\omega\sim10^{-4}-10^{-5}$ *эв* ($\lambda\sim1-10$ *см*), что и делает естественным классическое рассмотрение. При пробое на оптических частотах положение обратное: энергия кванта $\hbar\omega=1{,}78$ *эв* гораздо больше энергии осцилляций, которая $\sim10^{-2}$ *эв*. Поэтому в подавляющем большинстве столкновений электрон не отнимает энергии от поля (и не отдает полю) и лишь один раз за множество соударений приобретает от излучения сразу большую порцию энергии $\hbar\omega$. Эффект является квантовым, и, казалось бы, классическая теория здесь неприменима. Подобные утверждения делались рядом авторов (например, [2, 21]). Некоторые авторы, напротив, безоговорочно пользуются классической теорией. Решение этого вопроса содержится в работе [20], где набор энергии электроном рассматривается на основе квантовых представлений, которые в данном случае, безусловно, более соответствуют сущности процесса, чем классические. Однако выяснение условий предельного перехода к классике показывает, что формулой (4,2) приближенно можно пользоваться и в случае оптических частот (в этом случае всегда $\omega^2\gg\nu^2_{\text{eff}}$).

Чтобы найти скорость набора энергии и постоянную времени развития лавины, следует, вообще говоря, исходить из квантового кинетиче-

ского уравнения для функции распределения электронов, взаимодействующих с излучением. Для этого необходимо прежде всего найти коэффициент поглощения квантов электронами в газе. Это можно сделать, если рассмотреть на основе классической электродинамики тормозное излучение электрона, испытывающего столкновение с нейтральным атомом, а затем определить соответствующий коэффициент поглощения, пользуясь принципом детального равновесия. В [20] приближенно получено дифференциальное сечение тормозного излучения квантов *)

$$d\sigma_\omega = \frac{4}{3\pi}\frac{e^2v^2\sigma_{tr}}{c^3\hbar\omega}\,d\omega. \tag{4,3}$$

Коэффициент поглощения света электронами с энергией $\varepsilon = mv^2/2$, рассчитанный на один электрон и один атом, $a_\omega(\varepsilon)$ [$см^5$] оказывается равным

$$a_\omega(\varepsilon) = a_{\omega\text{к}}\cdot\frac{2}{3}\frac{\varepsilon+\hbar\omega}{\varepsilon}\frac{\varepsilon+\hbar\omega}{\hbar\omega}\frac{\sigma_{tr}(\varepsilon+\hbar\omega)}{\sigma_{tr}(\varepsilon)}, \tag{4,4}$$

$$a_{\omega\text{к}} = \frac{4\pi e^2 v\sigma_{tr}(\varepsilon)}{mc\omega^2},$$

Выделенная в формуле величина $a_{\omega\text{к}}$ представляет собой эффективный коэффициент поглощения, который получается в классической теории поглощения электромагнитных волн в слабо ионизованном газе [25] при $\omega^2 \gg \nu_{eff}^2$ **).

Коэффициент вынужденного излучения квантов $\hbar\omega$ электронами с энергией $\varepsilon + \hbar\omega$, по соотношению Эйнштейна, равен ***)

$$b_\omega(\varepsilon+\hbar\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon+\hbar\omega}}\,a_\omega(\varepsilon). \tag{4,5}$$

На рис. 4 показаны коэффициенты a_ω, b_ω для аргона и гелия, рассчитанные в [20] по формулам (4,4), (4,5) на основе экспериментальных сечений упругого рассеяния. Заметим, что спонтанное излучение в данном случае роли не играет.

Составим теперь кинетическое уравнение для электронов, взаимодействующих с излучением. Пусть $n(\varepsilon, t)\,d\varepsilon$ — число электронов в $см^3$,

---

*) При более строгом выводе с учетом корреляции между отдельными столкновениями электронов и интерференции излученных волн в выражении (4,3) появляется множитель $\omega^2/(\omega^2 + \nu^2_{eff})$, который фигурирует и в (4,1). Эффект корреляции рассмотрен в работе автора [26]. В данном случае, как уже отмечалось, этот множитель близок к единице.

**) Поскольку поглощенная энергия электромагнитной волны расходуется на ускорение электронов, классический коэффициент поглощения $a_{\omega\text{к}}$ можно получить и из формулы (4,2). Если N_e — число электронов в $см^3$ и $J = cE^2/4\pi$ — поток лучистой энергии, то

$$N_e\frac{d\varepsilon}{dt} = N_e\frac{e^2E^2}{m\omega^2}\nu_{eff} = Ja_{\omega\text{к}}N_aN_e.$$

Отсюда сразу получается выражение (4,4) для $a_{\omega\text{к}}$.

***) Коэффициент поглощения частоты ω электронами с энергией ε, исправленный на вынужденное испускание, который и соответствует классическому коэффициенту эффективного поглощения, есть

$$a'_\omega(\varepsilon) = a_\omega(\varepsilon) - b_\omega(\varepsilon) = a_\omega(\varepsilon) - \sqrt{\frac{\varepsilon-\hbar\omega}{\varepsilon}}\,a_\omega(\varepsilon-\hbar\omega).$$

В пределе $\hbar\omega/\varepsilon \to 0$

$$a'_\omega(\varepsilon) = (a_{\omega\text{к}}/3)\,[1 + 2d\ln(a_{\omega\text{к}}\varepsilon)/d\ln\varepsilon].$$

Таким образом, при условии $\nu_{eff}(\varepsilon) = \text{const}$, $a_{\omega\text{к}}(\varepsilon) = \text{const}$ предельное значение a'_ω в точности совпадает с классическим $a_{\omega\text{к}}$.

обладающих энергиями от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. Опуская для краткости индекс ω и не учитывая пространственной зависимости плотности электронов, запишем

$$\frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} = SN_a\{-a(\varepsilon)n(\varepsilon) + b(\varepsilon+\hbar\omega)n(\varepsilon+\hbar\omega) - \\ - b(\varepsilon)n(\varepsilon) + a(\varepsilon-\hbar\omega)n(\varepsilon-\hbar\omega)\} + Q, \qquad (4,6)$$

где Q описывает процессы, не связанные с излучением (упругие и неупругие потери энергии, потери электронов из объема и др.). Поскольку нас интересует довольно значительный интервал энергий ε, который порядка энергии возбуждения или ионизации атома и раз в 10 больше $\hbar\omega$, будем считать $\hbar\omega/\varepsilon$ малой величиной. Производя разложение по этому параметру в уравнении (4,6) (с точностью до членов третьего порядка малости) и в выражении (4,5) для b_ω, найдем

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= -\frac{\partial j}{\partial \varepsilon} + Q, \\ j &= nu - D\frac{\partial n}{\partial \varepsilon}, \\ D(\varepsilon) &= SN_a(\hbar\omega)^2 a(\varepsilon), \\ u(\varepsilon) &= \frac{1}{2}\frac{D(\varepsilon)}{\varepsilon}. \end{aligned}\right\} \qquad (4,7)$$

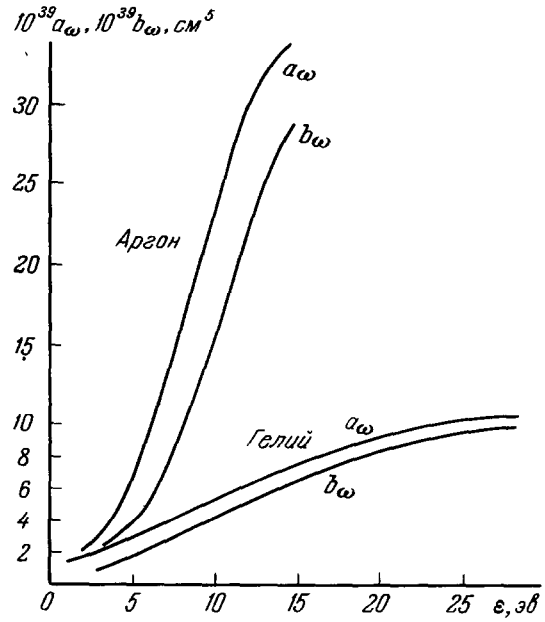

Рис. 4. Коэффициенты истинного поглощения и вынужденного испускания квантов рубинового генератора в аргоне и гелии, рассчитанные на один электрон и один атом (по данным работы [20]).

Это — уравнение одномерной диффузии частиц в потоке с источниками Q; роль координаты играет энергия ε. Величина D имеет смысл коэффициента диффузии, u — скорости потока по оси ε. Действительно, $SN_a\ (a + b) \approx \approx 2SN_a a = \frac{1}{\tau'}$ — обратное время жизни электрона по отношению к поглощению или испусканию кванта, $\hbar\omega$ — величина скачка по энергетической оси, т. е. «длина пробега», $\hbar\omega/\tau'$ — средняя скорость «хаотического движения» по оси и $D = \frac{1}{2}\hbar\omega\cdot\hbar\omega/\tau'$ в соответствии с определением коэффициента диффузии.

Проследим за изменением энергии «среднего» электрона, рождающегося с малой энергией ($\varepsilon \approx 0$) в предположении, что никаких других процессов, кроме взаимодействия с излучением, нет ($Q = 0$). При этом положим $\nu_{\text{eff}}(\varepsilon) = \text{const}$ (что нужно для точного перехода к классике), так что согласно (4,7), (4,4) при $\hbar\omega/\varepsilon \ll 1$ $D \sim a(\varepsilon) \sim \varepsilon$. Умножая уравнение диффузии (4,7) на ε и интегрируя от 0 до ∞, получим после простых вычислений уравнение для средней энергии электрона:

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = u + \frac{dD}{d\varepsilon} = u + \frac{D}{\varepsilon} = \frac{3}{2}\frac{D}{\varepsilon}. \qquad (4,8)$$

Подставим сюда выражения (4,7) для D, u и a по формуле (4,4). Переходя к пределу $\hbar\omega/\varepsilon \to 0$ и замечая, что $S\hbar\omega = cE^2/4\pi$, получим для $d\bar{\varepsilon}/dt$

классическую формулу (4,2). Таким образом, условием ее приближенной применимости является малость кванта $\hbar\omega$ только по сравнению с полной энергией электрона ε, но не по сравнению с энергией осцилляций в поле.

Если учесть потери энергии электрона при упругих столкновениях с атомами, вместо формулы (4,2) следует записать

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\left(\frac{e^2E^2}{m\omega^2}-\frac{2m}{M}\varepsilon\right)\nu_{\text{eff}}, \tag{4,9}$$

где M — масса атома (в принципе, сюда можно было бы добавить и член, описывающий неупругие потери).

Эта формула отчетливо демонстрирует несовершенство классического описания процесса набора энергии в случае $\hbar\omega \gg e^2E^2/m\omega^2$. Судя по ней, энергия электрона никогда не может превысить величины *)

$$\varepsilon_m=\frac{e^2E^2M}{m\omega^2\cdot 2m}.$$

В действительности же, в силу квантового характера приобретения энергии, всегда существует конечная вероятность того, что электрон за короткое время поглотит квант, не успев при этом потерять много энергии на упругие столкновения и его энергия вырастет до величины, превышающей ε_m. В еще большей степени все это относится к случаю, когда существенны неупругие потери. Отмеченное обстоятельство автоматически учитывается при описании процесса с помощью квантового кинетического уравнения.

Приведем численный пример скорости набора энергии по формуле (4,9). В аргоне при давлении 1500 *мм* рт. ст. $N_a = 5{,}3\cdot10^9$ *см*$^{-3}$, $\nu_{\text{eff}} \approx 1{,}7\cdot10^{13}$ *сек*$^{-1}$ (для $\varepsilon \sim 10$ *эв*). При пороговом поле $E = 6\cdot10^6$ *в/см*^{2} упругие потери составляют примерно 3% от набора. Прирост энергии из расчета на одно столкновение $\Delta\varepsilon \approx 0{,}9\cdot10^{-2}$ *эв*, $d\varepsilon/dt \approx 150$ *эв/нсек*.

Энергия электрона достигает величины порядка потенциалов возбуждения и ионизации ($\sim$15 *эв*) за $\sim$ 0,1 *нсек*. Аналогично, для гелия при том же давлении $\nu_{\text{eff}}\approx 4\cdot10^{12}$ *сек*$^{-1}$, $E_{\text{порог}} \approx 8{,}5\cdot10^6$ *в/см*^{2}; при $\varepsilon = 15$ *эв* отношение упругих потерь к набору энергии от излучения — 0,23; $\Delta\varepsilon \approx 1{,}6\cdot10^{-2}$ *эв*, $d\varepsilon/dt \approx 64$ *эв/нсек*. Энергия 20 *эв* достигается за 0,3 *нсек*.

§ 5. Расчеты лавинной ионизации

В работе [20] расчеты электронной лавины были сделаны на основе квантового кинетического уравнения, вернее, диффузионного уравнения (4,7), к которому сводится кинетическое при $\hbar\omega/\varepsilon \ll 1$. Нестационарное решение уравнения, описывающее размножение электронов при сверхкритических условиях, имеет вид $n(\varepsilon, t) = n(\varepsilon)\exp(t/\theta)$. Граничные условия, которым должна удовлетворять функция распределения электронов по энергиям $n(\varepsilon)$, учитывающие факт размножения, дают уравнение для определения постоянной времени лавины θ. В этой работе предполагалось, что возбужденные атомы не ионизуются излучением, т. е. акты возбуждения тормозят развитие лавины. В этом случае постоянная θ получалась равной приблизительно $\theta = t^*/\alpha$. Здесь t^* — время, которое нужно для того, чтобы энергия электрона в результате поглощения и вынужденного испускания квантов («диффузии по энергетической оси») выросла до величины, достаточной для быстрой ионизации атома электронным ударом. В соответствие со сказанным в предыдущем параграфе о соотношении между квантовой и классической трактовками, это время совпадает

*) Например, в гелии $\varepsilon_m = 20$ *эв* при $E = 4{,}7\cdot10^6$ *в/см*.

с аналогичной величиной, вычисленной по классической формуле (4,2). Величина α — это вероятность электрону «проскочить» зону возбуждения, т. е. $1/\alpha$ — число циклов движения по энергетической оси, которое электрон должен совершить, прежде чем произойдет размножение. Вероятность α, которая уменьшается от нескольких десятых до нескольких сотых в диапазоне давлений от 1 до 100 *атм* и пороговых полях, вычислялась путем решения уравнения диффузии по оси энергии. Упругие потери при расчетах не учитывались. В результате расчетов пороговых полей было получено разумное согласие с измерениями [2]. Однако в свете соображений о быстрой ионизации возбужденных атомов излучением (см. § 3), быть может, на самом деле для размножения электронов достаточно и одного или малого числа циклов (величина α близка к единице). Надо отметить, что при таком предположении, в случае небольших давлений, размножение оказывается слишком быстрым. По оценке, сделанной в конце предыдущего параграфа, время удвоения числа электронов при давлении 1500 *мм* рт. ст. и экспериментальных значениях пороговых полей порядка 0,1—0,3 *нсек*, тогда как из опыта следует, что оно в несколько раз больше, примерно 0,7 *нсек*. Другими словами, пороговые поля должны были бы быть несколько меньше, чем измеренные на опыте. При высоких давлениях $\sim$ 100 *атм* и малых измеренных пороговых полях большую роль играют не учтенные в расчетах упругие потери. Однако при таких высоких давлениях, когда пространственная диффузия электронов в области фокуса происходит медленно, лавина преимущественно развивается в местах, где локальные поля значительно превышают средние пороговые. Это затрудняет сопоставление расчетов с экспериментом, который дает лишь средние по объему поля.

В работе Д. Д. Рютова [22] пробой изучается на основе классического кинетического уравнения для функции распределения электронов по скоростям $f(\mathbf{v})$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e\mathbf{E}_0}{m} \sin \omega t \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = I(f),$$

где $I(f)$ — интеграл столкновений электронов с атомами. Атомы считаются бесконечно тяжелыми, т. е. упругие потери энергии не учитываются. Решение уравнения ищется в лорентцевой форме $f(\mathbf{v}) = f_0(\mathbf{v}) + g(\mathbf{v}) \cos \vartheta$, где ϑ — угол между направлениями скорости $\mathbf{v}$ и вектора электрического поля $\mathbf{E}_0$. В результате ряда преобразований кинетическое уравнение сводится к уравнению типа диффузии по оси энергии, аналогичному (4,7). К уравнению добавляются члены, описывающие неупругие потери энергии на возбуждение и потери электронов из области действия поля вследствие пространственной диффузии. Возбуждение атомов, как и в работе [20], считается «вредным» эффектом. Уравнение решается для стационарных условий, которые выше были названы «критическими», когда рождение электронов компенсируется потерей за счет вылета из объема. Найдены соответствующие стационарным условиям поля, которые и считаются пороговыми для пробоя *). Однако не сделаны оценки фактического числа электронов, рождающихся в фокусе при таких условиях. Оцененные поля находятся в разумном согласии с результатами опытов [3], в которых фокусировка была высокой и, вероятно, осуществлялся «квазистационарный» режим.

Райт [21] исходил из квантовых представлений о поглощении излучения, записывая полукачественное выражение для коэффициента поглощения квантов и формулу для скорости нарастания энергии электрона $d\varepsilon/dt$; вынужденное испускание не учитывалось. Оценивалось время

*) Так поступают в теории высокочастотного пробоя.

достижения электроном энергии возбуждения; в работе приводятся соображения в пользу быстрой ионизации возбужденных атомов излучением. Оцениваются условия пробоя.

Расчеты Г. А. Аскарьяна и М. С. Рабиновича [23] относятся к большим полям, при которых возбужденные атомы быстро ионизуются излучением.

В работе подчеркивается то обстоятельство, что, благодаря большой вероятности поглощения кванта, электрон, обладающий энергией, достаточной для возбуждения первого уровня атома, следующего за основным, быстро, в результате поглощения только одного кванта, приобретает способность возбудить верхние, легко ионизуемые излучением состояния. Уравнение кинетики для числа электронов записывается с учетом возбуждения и ионизации верхних уровней атомов. Вводится эффективная затрата энергии электрона на один акт размножения ε^*, так что постоянная времени лавины θ определяется формулой $1/\theta = (d\varepsilon/dt)/\varepsilon^*$. В работе отмечается влияние стрикционной силы на уход электронов из объема фокусировки.

Подводя итоги обсуждению механизма лавинной ионизации, следует подчеркнуть, что здесь еще имеется ряд неясных моментов, требующих дополнительных теоретических и экспериментальных исследований. Нет ясности с ролью возбуждения атомов при не слишком больших полях, нет последовательных расчетов пробоя в легких газах при высоких давлениях и сравнительно низких полях, когда велики упругие потери. Нет расчетов пробоя с учетом пространственной неоднородности поля, очень существенной при больших давлениях, когда лавина локализуется в местах с максимальными полями. Нет теории, учитывающей эффекты, специфичные для молекулярных газов (воздуха), где уровни возбуждения лежат очень низко и, следовательно, особенно важно понимать, какое влияние оказывает возбуждение молекул в тех или иных условиях. Вместе с тем малые значения расчетных времен набора энергии электронами в поле излучения и разумное согласие пороговых полей, рассчитанных в тех или иных предположениях, с измеренными на опыте свидетельствуют о том, что при давлениях порядка и выше атмосферного пробой при пороговых условиях безусловно имеет лавинный характер. В пользу лавинного механизма, по мнению авторов [27], говорит и наблюдаемое понижение порогового поля с уменьшением частоты.

II. ПОГЛОЩЕНИЕ ЛУЧА И НАГРЕВАНИЕ ГАЗА

§ 6. Измерения поглощения и рассеяния лазерного луча и нагревания газа в области пробоя

Если интенсивность светового потока заметным образом превышает пороговую для пробоя величину, пробой происходит еще до окончания лазерного импульса и значительная доля энергии излучения поглощается образующейся плазмой. При этом плазма нагревается до высоких температур. Экспериментальному изучению этого явления посвящен ряд работ.

Мейерэнд и Хойт [5] измеряли поглощение лазерного луча при надпороговых интенсивностях. Измерения, видимо, были сделаны с помощью генератора, описанного в первой работе этих авторов [2]. Пробивался аргон при атмосферном давлении и мощности генератора 40 *Мвт*, немного превышающей пороговую. Диаметр кружка фокусировки составлял $2\cdot10^{-2}$ *см*, длина области фокусировки согласно оптическим вычислениям — $6\cdot10^{-2}$ *см*. С помощью фотоумножителя регистрировался полный поток

проходящего через фокус излучения при пробое и в отсутствие пробоя, причем для полного сохранения условий в обеих измерениях мощность генератора не менялась; для уменьшения потока до значения ниже порогового использовался фильтр. На рис. 5 показаны осциллограммы полного проходящего потока. Видно, что поглощающая плазма образуется примерно через 9 *нсек* после начала импульса. К этому моменту излучается примерно 10% полной энергии импульса. Всего поглощалось около 0,5 *дж*

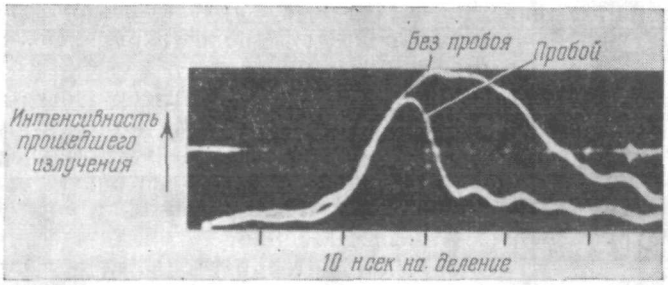

Рис. 5. Осциллограммы проходящего через фокус полного потока лазерного излучения в отсутствие пробоя и при пробое (по измерениям [5]).

энергии излучения. Для того чтобы убедиться в том, что свет именно поглощается плазмой, а не рассеивается, авторы измеряли интенсивность рассеянного излучения под разными углами. Интегрирование интенсивности по телесному углу показало, что рассеивается лишь очень малая доля

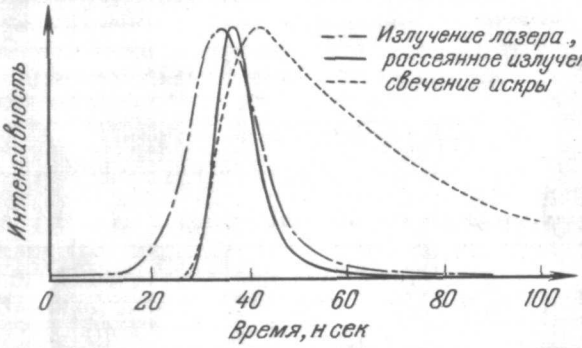

Рис. 6. Интенсивности лазерного и рассеянного излучений, а также свечения искры (по измерениям [28]).

энергии. Поглощенная плазмой энергия расходуется на нагревание газа. Это подтверждается, в частности, измерениями давления газа после пробоя в сосуде с фиксированным объемом, 23 *см*^{3}. Спустя некоторое время после импульса давление газа повысилось на 0,064 *атм*, чему соответствует энергия ~0,3 *дж*. Она в пределах точности согласуется с осциллографическими измерениями поглощения лучистой энергии.

Интересные особенности процесса поглощения луча обнаружились при изучении рассеяния лазерного света образующейся плазмой и высокоскоростном фотографировании области пробоя в свете собственного свечения. Это было сделано Рамсденом и Дэвисом [28]. Луч рубинового генератора фокусировался короткофокусной линзой ($f = 0{,}8$ *см*) в кружок с диаметром 10^{-2} *см*. Пробой в воздухе возникал при мощности выше 5 *Мвт*. Плазмой поглощалось около 60% энергии импульса, 0,2 *дж*.

Регистрировалось лазерное излучение, рассеянное плазмой под прямым углом к падающему лучу. Рассеянный луч собирался линзой и фокусировался на щель спектрографа. Изменение интенсивности рассеянного излучения во времени измерялось фотоэлектрическим и фотографическим методами. Для исключения помех, связанных с попаданием света, рассеянного на поверхностях, проходящий луч захватывался ловушкой. Рассеянный луч появлялся только при наличии пробоя, что исключало возможность наблюдения рассеяния от невозмущенного воздуха. Рассеянный свет представлял собой узкую монохроматическую линию с длиной волны, близкой к лазерной, но сдвинутой в сторону коротких волн до 3 Å. На рис. 6 показан ход интенсивности рассеянного и лазерного излучений, а также интенсивности свечения нагретого воздуха (последнее имеет сплошной спектр, на который наложено несколько линий NII).

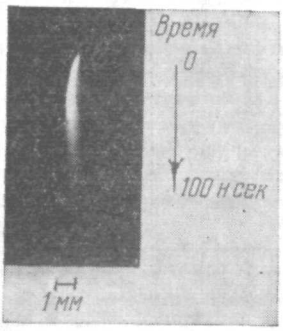

Рис. 7. Фоторазвертка процесса в зоне поглощения лазерного луча (по данным [28]).

Смещение длины волны рассеянной линии естественно интерпретировать, как допплеровский сдвиг, связанный с движением границы рассеивающей плазмы навстречу лазерному лучу. Максимальный сдвиг 3 Å соответствует скорости движения границы примерно 100 *км/сек*. Этот вывод подтверждается результатами фотографирования области фокуса сбоку с разверткой по времени (рис. 7). На фоторазвертке видно, как светящийся фронт движется навстречу лучу, причем по наклону линии фронта можно определить скорость его движения. Начальная скорость равна тем же 100 *км/сек*. С течением времени скорость уменьшается (одновременно уменьшается и допплеровский сдвиг). Иногда наблюдалась слабая линия, сдвинутая в сторону длинных волн.

Абсолютные измерения интенсивности рассеянного света при известной геометрии позволили оценить плотность электронов в плазме, которая оказалась порядка $5 \cdot 10^{19}$ *см*$^{-3}$.

В пределах точности разрешения спектрографа 0,4 Å линия рассеяния не была уширена по сравнению с лазерной. Параметры плазмы в данных условиях таковы, что по теории [29] уширение линии рассеяния должно определяться температурой ионов. Отсюда можно было сделать заключение, что ионная температура не превышает 10 *эв*.

Значительный интерес, конечно, должно представить непосредственное определение температуры плазмы, образующейся в результате поглощения лазерного луча. Измерения такого рода описаны в работе С. Л. Мандельштама, П. П. Пашинина, А. М. Прохорова, Ю. П. Райзера и Н. К. Суходрев [30]. Энергия импульса рубинового генератора 2,5 *дж* намного превышала пороговую для пробоя воздуха величину $\sim$1 *дж* (длительность 40 *нсек*, радиус фокусировки 10^{-2} *см*). Максимальная температура плазмы определялась путем измерения интенсивности мягкого рентгеновского излучения с $\lambda \sim 10$ Å. Электронная температура оказалась равной примерно 60 *эв* $\approx$ 700 000° К. При таких температурах кванты с длиной волны $\lambda \sim 10$ Å находятся в далекой виновской области спектра, поэтому интенсивность излучения чрезвычайно чувствительна к температуре. Это обеспечивает довольно большую точность определения температуры, несмотря на известную неопределенность в величинах излучающего объема и других параметров, которые используются при расчете температуры по измеренной интенсивности. Во всяком случае значения температур

45 и 75 *эв* вместо 60 *эв* оказываются несовместимыми с измеренной интенсивностью ни при каких разумных значениях параметров.

Одновременно с измерениями температуры исследовалось рассеяние лазерного луча (в несколько иной постановке, чем в [28]), которое дало в основном такие же результаты, что и опыты [28]. Скорость движения границы плазмы навстречу лучу, определенная по допплеровскому сдвигу, оказалась равной примерно 110 *км/сек* *).

При изменении интенсивности светового потока в фокусе J в довольно широком диапазоне значений скорость границы плазмы медленно изменялась, примерно как $J^{1/3}$.

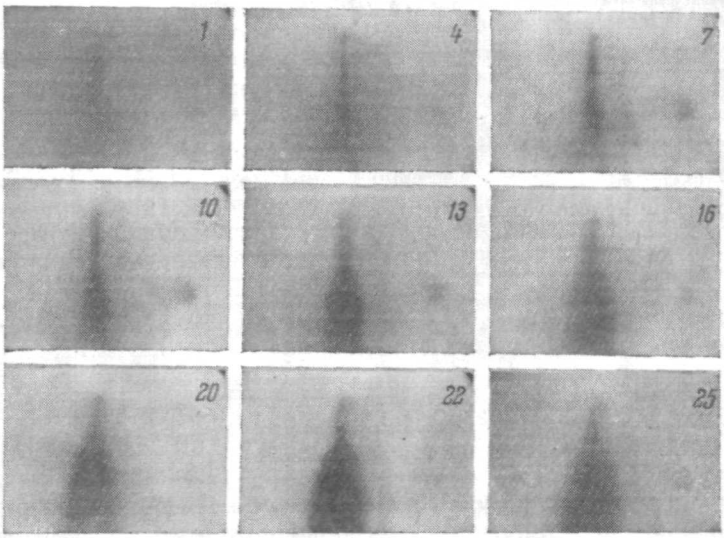

Рис. 8. Покадровая съемка процесса в области поглощения лазерного луча (по данным [31]).

Интервал между последовательными кадрами 4,4 *нсек*. Кадры даны выборочно; указаны номера кадров.

Ценную информацию о динамике процесса поглощения лазерного луча и распространения области нагревания газа дает высокоскоростная покадровая съемка явления, представленная в работе Р. В. Амбарцумяна, Н. Г. Басова, В. А. Бойко, В. С. Зуева, О. Н. Крохина, П. Г. Крюкова, Ю. В. Сенатского и Ю. Ю. Стойлова [31]. Фотографии пробоя в воздухе были получены с помощью растрового фоторегистратора при интервале между кадрами 4,4 *нсек*. Они показаны на рис. 8, причем даны выборочные кадры, на которых проставлены их номера (изображение негативное). В этом опыте импульс рубинового генератора с модулированной добротностью, описанного в работе [32], содержал энергию ~ 3 *дж*. Фокусное расстояние объектива — 5 *см*, диаметр пучка лазера — 1 *см*, расходимость — 10′. Форма импульса показана на рис. 9. Ширина его по уровню $^1/_2$ от пиковой мощности составляла 11 *нсек*. Степень почернения пятна в правой части кадра характеризует мощность излучения генератора в момент на 6 *нсек* раньше, чем момент кадра. Из фотографий видно, что пробой развивается весьма неоднородно по пространству; определение

*) Убедительным доказательством допплеровской природы сдвига явилось то, что при наблюдении рассеяния назад к линзе, т. е. под углом $\sim 180°$, смещение длины волны удваивалось по сравнению со сдвигом, соответствующим рассеянию под углом 90°.

скорости движения границы представляет известные трудности. Можно, однако, утверждать, что она не меньше 100 *км/сек*. Угол раствора светящегося конуса на 7 кадре примерно совпадает с углом схождения лучей к фокусу, что, по мнению авторов, свидетельствует об отсутствии существенного газодинамического расширения нагретого газа в поперечном направлении. Максимальная мощность импульса достигается примерно к 8 кадру. К этому моменту выделяется около 40% энергии, около 1,2 *дж*.

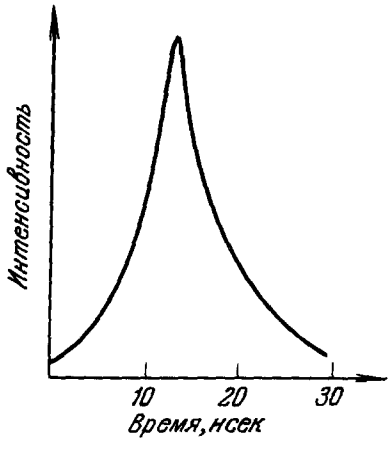

Рис. 9. Форма импульса генератора, использованного в работе [31] (по данным [32]).

Светящийся конус имеет высоту ~ 4 *мм* и диаметр основания ~ 1 *мм*. Выделению указанной энергии в таком объеме соответствует средняя энергия 370 *эв/молекула* и средняя температура примерно 10 *эв*. Такой же величине соответствует приблизительно средняя скорость поперечного расширения нагретого газа, оцененная по движению боковой границы на 9 — 14 кадрах, на расстоянии 4 *мм* от точки фокусировки — 14 *км/сек*. (Оценка производилась по формуле для ударной волны.)

§ 7. Волна поглощения света и нагревания газа. «Детонационный» механизм

Общий анализ физического процесса поглощения лазерного луча плазмой, образующейся в результате первичного пробоя воздуха в области фокуса, был дан автором в работе [33]. В этой работе введено понятие волны поглощения света и нагревания газа, каковой является наблюдаемая на опыте движущаяся навстречу лучу граница плазмы; построена ударная адиабата волны, вычислены скорости волны при разных механизмах ее распространения и температуры, до которых нагревается газ. Некоторые вопросы теории описываемых здесь явлений рассматриваются также в статье Рамсдена и Савича [34] и в цитированных в предыдущем параграфе работах [30, 31].

При значительной ионизации и температурах в десятки и сотни тысяч градусов небольшие кванты оптического генератора поглощаются в газе в результате свободно-свободных переходов электронов в поле ионов. Коэффициент поглощения света плазмой, исправленный на вынужденное испускание (с учетом того, что $\hbar\omega \ll kT$), равен [35, 36]

$$\varkappa_\omega = \frac{16\pi^2}{3}\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{1/2}\frac{Z^2e^6N_eN_+g}{(mkT)^{3/2}c\omega^2} = \frac{3{,}1\cdot 10^{-31}Z^3N^2g}{T^{\circ 3/2}(\hbar\omega\,[\text{эв}])^2}\ \text{см}^{-1}, \qquad (7{,}1)$$

$$g = \frac{\sqrt{3}}{\pi}\ln\left(\frac{4kT}{Ze^2N_e^{1/3}}\right) = 0{,}55\ln\left(\frac{2{,}4\cdot 10^3T^\circ}{Z^{4/3}N^{1/3}}\right).$$

Здесь N_e, N_+ и N — числа электронов, ионов и исходных атомов в *см*^{3}. Ионизация считается выше однократной, так что $N_+ = N$, $N_e = ZN$. Численные значения длины пробега $l_\omega = 1/\varkappa_\omega$ для воздуха нормальной плотности и квантов $\hbar\omega = 1{,}78$ *эв* представлены в таблице. Эффективный

заряд ионов Z взят по данным [35] в предположении, что ионизация равновесна.

$10^{-5}T$, град	Z	$10^3 l_\omega$, см	$10^{-5}T$, град	Z	$10^3 l_\omega$, см
0,5	1,35	6,0	5	5,2	4,7
1	2,7	2,3	7	5,7	5,9
2,5	5,0	1,9	10	6,6	7,0

Предположим, что в районе фокуса, в самом узком месте сходящегося светового канала (рис. 10), где поток лучистой энергии максимален, произошел пробой и уже достигнуты высокие степень ионизации и температура. Свет поглощается в весьма тонком слое порядка длины пробега квантов l_ω и нагревает газ. Одна из наиболее примечательных особенностей этого процесса, довольно очевидная физически и обнаруженная экспериментально (см. § 6), состоит в перемещении зоны поглощения навстречу световому потоку. В самом деле, световые кванты сильно поглощаются в высокоионизованной среде. Как только степень ионизации перед поглощающим в данный момент слоем газа по той или иной причине достигает достаточно большой величины, новый слой становится непрозрачным и сам превращается в поглощающий. Таким образом, по световому каналу навстречу лучу распространяется «волна поглощения и нагревания». Этот эффект припятствует выделению всей энергии импульса в очень малом объеме, где раньше всего происходит пробой и ограничивает достижение очень высоких температур.

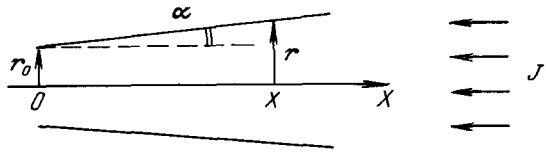

Рис. 10. Схема светового канала в области фокуса.

Имеются три совершенно различных и независимых механизма, которые приводят к возникновению волны поглощения.

1) Если световой поток в фокусе заметно превышает порог для пробоя, то он является надпороговым и на некотором протяжении расширяющегося по направлению к линзе светового канала. Пробой происходит и в этих частях канала, но с запаздыванием по отношению к самому узкому месту, тем большим, чем больше сечение канала и меньше поток. Таким образом, навстречу лучу движется «волна пробоя». (На основе такого механизма в работе [31] интерпретируются результаты высокоскоростной фотосъемки процесса.)

2) Нагретый газ в поглощающем слое расширяется и посылает во всех направлениях ударную волну, в том числе и вдоль светового канала навстречу лучу. В ударной волне газ нагревается и ионизуется, так что зона поглощения света и энерговыделения в газе перемещается вслед за фронтом ударной волны. Этот, гидродинамический, механизм во многом сходен с детонацией взрывчатых веществ.

Он был отмечен Рамсденом и Савичем [34], которые оценили скорость распространения «детонационной» волны, но сделали неправильные заключения о температуре нагревания газа, не приняв во внимание закон сохранения энергии (см. ниже).

3) Газ перед поглощающим слоем ионизуется и приобретает способность поглощать свет за счет поглощения теплового излучения, выходящего из высоконагретой области газа (из-за фронта волны поглощения). Этот механизм можно назвать «радиационным».

Нагревание и ионизация перед поглощающим слоем, связанные с электронной теплопроводностью и диффузией электронов, как показывают вычисления, играют малую роль.

Эффективность каждого из механизмов характеризуется той скоростью перемещения волны поглощения, которую он дает, причем реальная волна естественно движется с большей из возможных скоростей.

В некотором смысле волну поглощения можно рассматривать как гидродинамический разрыв. В системе координат, связанной с волной, процесс является квазистационарным. Действительно, за время Δt, в течение которого волна проходит расстояние порядка своей ширины Δx, поток лазерного излучения и скорость волны $D = \Delta x/\Delta t$ не успевают сильно измениться, $\Delta x \approx l_\omega \leqslant 10^{-2}$ *см*; $D \approx 100$ *км/сек* ($\Delta t \leqslant 10^{-9}$ *сек*).

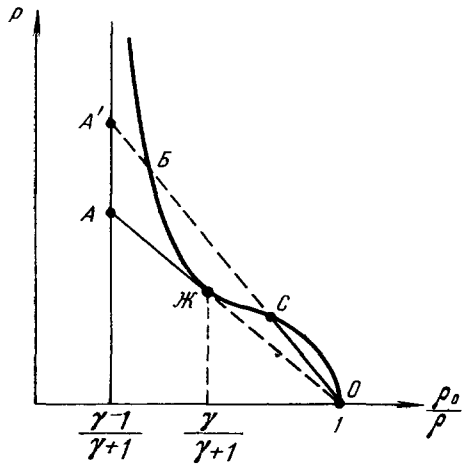

Рис. 11. Ударная адиабата волны поглощения.

Прямая вертикальная линия — ударная адиабата сильной ударной волны.

Составим баланс энергии, отвлекаясь пока от того обстоятельства, что при нагревании газ приходит в движение. На *см*^{2} поверхности волны за время dt падает энергия $J dt$, где J — поток лучистой энергии. Она расходуется на нагревание массы $\varrho_0 D dt$, которая захватывается волной за это время (ϱ_0 — начальная плотность газа). Следовательно, удельная внутренняя энергия $\varepsilon(T)$, которую приобретает газ после полного поглощения светового потока определяется уравнением

$$\varrho_0 D \varepsilon(T) = J. \qquad (7,2)$$

Это соотношение выражает просто закон сохранения энергии и не зависит от конкретного механизма распространения волны. При более детальном рассмотрении волны как гидродинамического разрыва следует исходить из общих законов сохранения массы, импульса и энергии при переходе газа через волну, подобно тому, как это делается в теории ударных волн (см. [35]). В результате получается уравнение «ударной адиабаты» волны поглощения, которое связывает давление и плотность газа за фронтом волны с начальной плотностью и падающим на волну потоком энергии J. Ударная адиабата волны поглощения *), вычисленная в [33], схематически показана на рис. 11.

Уравнение баланса энергии типа (7,2) при учете работы сжатия и изменения кинетической энергии газа, изменяется немного. Изменение сводится к тому, что в уравнении вместо J появляется несколько отличная величина $J\beta$, причем коэффициент β заключен в весьма узком интервале $1 < \beta \leqslant 2\gamma/(\gamma+1)$, где γ — показатель адиабаты газа. Для воздуха при температурах 10^5—10^6° $\gamma \approx 1{,}33$ [35] и $1 < \beta < 1{,}14$, т. е. элементарное уравнение энергии (7,2) оказывается всегда справедливым с достаточной точностью. Это уравнение связывает скорость волны поглощения и энергию нагревания газа за волной и позволяет по измеренной на опыте скорости и известному потоку J оценивать температуру, даже если не известен

*) Несмотря на общие черты, она отличается от ударной адиабаты взрывчатого вещества, в котором, так же как и в волне поглощения, происходит энерговыделение, так как в ВВ энерговыделение на грамм q есть величина постоянная, а при поглощении света энерговыделение на грамм $J/\varrho_0 D$ зависит от скорости волны.

механизм распространения волны поглощения. При этом, однако, следует иметь в виду, что оценка по уравнению (7,2) дает правильный результат только в случае, если лазерный луч практически полностью поглощается плазмой и ширина зоны поглощения (ширина волны) невелика по сравнению с диаметром поверхности волны или светового канала (см. ниже).

Как и в случае ударной волны, скорость волны поглощения D определяется наклоном прямой, проведенной на диаграмме давление — удельный объем (рис. 11), из точки начального состояния O в точку конечного состояния газа за волной. Из рис. 11 видно, что при данном потоке лучистой энергии J существует минимально возможная скорость распространения волны, соответствующая точке конечного состояния *Ж*. Это — так называемая точка Жуге, хорошо известная из теории детонации [37]. В этой точке скорость волны относительно нагретого вещества за волной в точности совпадает с местной скоростью звука. При меньшей эффективности других механизмов ионизации (поджигания), по сравнению с ионизацией ударной волной, осуществляется именно этот, гидродинамический (детонационный), режим. Газ при этом сжимается и нагревается ударной волной до состояния A, а затем, получая дополнительно энергию за счет поглощения лазерного излучения, расширяется вдоль прямой *АЖ*, достигая точки Жуге к моменту окончания энерговыделения.

Минимальная скорость волны поглощения равна *)

$$D = \left[2(\gamma^2-1)\frac{J}{\varrho_0}\right]^{1/3}. \tag{7,3}$$

Нагревание при этом режиме имеет максимально возможную величину и равно

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{(\gamma^2-1)(\gamma+1)}D^2 = \frac{2^{2/3}\gamma}{(\gamma^2-1)^{1/3}(\gamma+1)}\left(\frac{J}{\varrho_0}\right)^{2/3}. \tag{7,4}$$

Сжатие за фронтом равно $(\gamma+1)/\gamma$, коэффициент $\beta = 2\gamma/(\gamma+1)$.

Если какой-нибудь из механизмов ионизации, например, механизм пробоя, при данном потоке J дает скорость распространения волны, превышающую скорость «нормальной детонации» (7,3), то ударная волна в световом канале не образуется. Газ, поглощая световой поток, переходит из начального состояния O в конечное C путем непрерывного нагревания и сжатия вдоль прямой OC, причем повышения давления и плотности в данном случае являются не причинами, а следствиями возникновения волны. Волна при этом распространяется по остающемуся за нею газу со сверхзвуковой скоростью **).

Приведем численный пример. При значениях $J = 2\cdot10^{18}$ *эрг/см² сек*, $\varrho_0 = 1{,}3\cdot10^{-3}$ *г/см³*, $\gamma = 1{,}33$, соответствующих опыту [30], по формулам (7,3), (7,4) получается $D = 133$ *км/сек*, $\varepsilon = 1{,}35\cdot10^{14}$ *эрг/г*, чему в равновесии соответствует температура $T = 910\,000°$ (опытные значения $D = 110$ *км/сек*, $T = 700\,000°$).

Рассчитанные указанным образом цифры в общем согласуются с опытными, однако они несколько завышены, так как не были учтены

*) Формулу (7,3) можно получить и непосредственно из формулы для скорости детонации $D = [2(\gamma^2-1)\,q]^{1/2}$, если подставить в нее энерговыделение $q = J/\varrho_0 D$ (см. предыдущую сноску). Именно так поступили Рамсден и Савич [34], однако в результате ошибки, допущенной при выводе связи q и J, в их формуле, аналогичной (7,3), вместо ϱ_0 стоит плотность за волной.

**) Гидродинамические режимы с ионизацией ударной волной, но со скоростью, превышающей детонационную ($O \to A' \to Б$), не осуществляются. Движение за волной при этом было бы дозвуковым, и расширение нагретого газа за волной тотчас ослабило бы волну, переведя ее в режим «нормальной детонации».

потери энергии на боковое расширение газа. Дело в том, что ширина волны, т. е. зоны энерговыделения, фактически сравнима с радиусом поверхности волны (радиусом кружка фокусировки), поэтому еще в стадии энерговыделения газ приобретает радиальные скорости и расширяется через боковую «поверхность» светового канала. С учетом потерь на боковое расширение [33] «действующий» поток J уменьшается примерно вдвое, благодаря чему получается $D \approx 105$ *км/сек*, $\varepsilon \approx 8{,}5 \cdot 10^{13}$ *эрг/г*, $T \approx \approx 720\,000°$, что практически совпадает с опытными значениями [30] *).

В работе Рамсдена и Савича [34], в которой интерпретируются результаты опытов [28], правильно оценивается скорость волны по формуле типа (7,3), что дает $D \sim 100$ *км/сек*, в согласии с опытом. Однако поглощающему лазерный луч газу приписывается температура 40 000°, которая вытекает из определенного толкования измеренной ширины линии рассеяния (см. § 6). На основе выбранного значения температуры оценивается коэффициент поглощения лазерного луча.

Авторы [34] не обратили внимания на тот факт, что энергия нагревания газа и скорость границы поглощения отнюдь не независимы, но связаны законом сохранения энергии (выражением которого и является формула (7,4)). Температура 40 000° несовместима со скоростью ~ 100 *км/сек*, которой при почти полном поглощении луча соответствует температура порядка миллиона градусов (или нескольких сотен тысяч при учете потерь).

На самом деле, ширина рассеянной линии не дает температуры нагревания газа после поглощения лазерного луча. Вопрос о ширине линии остается пока неясным [30].

Следует отметить, что в опытах [30] по интенсивности рентгеновского излучения измеряется электронная, но не ионная температура. Однако оценка скорости обмена энергией между электронами и ионами по известной формуле [38] показывает, что обмен происходит достаточно быстро, при рассматриваемых условиях — за время $\sim 3 \cdot 10^{-10}$ *сек* **). При скорости волны $D \approx 100$ *км/сек* этому времени соответствует длина обмена ($\sim 3 \cdot 10^{-3}$ *см*) такого же порядка, что и ширина зоны энерговыделения. Таким образом, большого разрыва между электронной и ионной температурами, при котором ионная температура была бы на порядок меньше электронной, быть не может. Надо сказать, что энергия лазерного излучения, поглощаемая электронами, передается ионам не только за счет обмена энергией при столкновениях этих частиц, но и гидродинамическим путем через работу сил электронного давления над ионами, поскольку электроны и ионы жестко связаны между собой, вследствие кулоновского взаимодействия. Это последнее обстоятельство отчетливо выступает, если выписать полную систему уравнений динамики смеси ионного и электронного газов.

§ 8. Механизмы «пробоя» и «радиационный»

Рассмотрим теперь механизм пробоя и оценим соответствующую скорость волны. Как говорилось в I части этой статьи, под действием лазерного излучения в холодном газе развивается электронная лавина. Плотность электронов нарастает с течением времени по закону

$$N_e = N_{e0} \exp \int_0^t \frac{dt}{\theta}, \tag{8,1}$$

*) Не следует, конечно, обольщаться на счет столь «точного» согласия, так как оно безусловно содержит значительный элемент случайности.

**) Это значение получается при $T = 700\,000°$, нормальной плотности воздуха и пятикратной ионизации атомов. Кулоновский логарифм взят равным шести.

причем при больших потоках излучения, когда механизм пробоя только и играет роль, постоянная времени θ определяется в основном временем, которое нужно для того, чтобы электрон под действием поля набрал энергию, достаточную для возбуждения (или ионизации) молекул и атомов. В этом случае скорость развития лавины $1/\theta$ приближенно пропорциональна световому потоку: $1/\theta = AJ$, $A \approx \text{const}$.

Положим, что пробой наступает, когда плотность электронов N_e достигает некоторого значения $N_{e\text{к}}$, при котором поглощение световых квантов становится достаточно интенсивным. Это значит, что момент t наступления пробоя в данном сечении светового канала x (см. рис. 10) определяется уравнением

$$\int_0^t \frac{dt}{\theta} = A \int_0^t J(x, t)\, dt = \ln \frac{N_{e\text{к}}}{N_{e0}} = \mu. \tag{8,2}$$

Величину μ, лишь логарифмически зависящую от $N_{e\text{к}}$ и N_{e0}, приближенно будем считать постоянной.

Представим световой поток $J(x, t)$ в виде

$$J(x, t) = \frac{W}{\pi r^2} \varphi(t),$$

где W — пиковая мощность генератора, а $\varphi(t)$ — безразмерная функция, характеризующая форму импульса (см. рис. 9), $r = r(x)$ — радиус канала в сечении x. Подставляя это выражение в (8,2), получим

$$A \frac{W}{\pi r^2} \int_0^t \varphi(t)\, dt = \mu. \tag{8,3}$$

Если $t_\text{к}$ — момент первичного пробоя в фокусе, то

$$A \frac{W}{\pi r^2} \int_0^{t_\text{к}} \varphi(t)\, dt = \mu. \tag{8,4}$$

Положим для оценки, что световой канал в области фокуса имеет коническую форму и $r = r_0 + x \operatorname{tg} \alpha$ (см. рис. 10).

Из соотношений (8,3), (8,4) следует уравнение, которое определяет закон движения волны пробоя $x(t)$:

$$\int_0^t \varphi(t)\, dt \Big/ \int_0^{t_\text{к}} \varphi(t)\, dt = \left[1 + \frac{x}{r_0} \operatorname{tg} \alpha\right]^2. \tag{8,5}$$

При мощностях, заметно превышающих пороговую, пробой обычно происходит еще до момента наступления пиковой мощности. Для удобства оценок по уравнению (8,5) аппроксимируем кривую $\varphi(t)$ в стадии нарастания мощности прямой линией. Время будем отсчитывать от точки пересечения прямой с осью абсцисс, как если бы импульс имел треугольную форму. При этом $\varphi(t) = \text{const} \cdot t$.

Экстраполируя прямую к нулевой мощности, получим из (8,5) скорость волны пробоя в стадии нарастания мощности генератора:

$$x = D(t - t_\text{к}), \quad D = \frac{dx}{dt} = \frac{r_0}{t_\text{к} \operatorname{tg} \alpha}. \tag{8,6}$$

В опыте [30] $r_0 = 10^{-2}$ *см*, $t_\text{к} \approx 10$ *нсек*, $\operatorname{tg} \alpha \approx 0{,}1$ и $D \approx 100$ *км/сек*, т. е. скорость волны пробоя близка к гидродинамической скорости (см. § 7).

В опытах [28] $r_0 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ *см*, $t_к \approx 7$ *нсек*, $\operatorname{tg} \alpha = 1$ (короткофокусная линза). Скорость волны пробоя $D \approx 6$ *км/сек* намного меньше гидродинамической, которая, как и в [30], ~ 100 *км/сек*, т. е. в этих опытах механизм пробоя заведомо не играет роли. Оценим зависимость начальной скорости волны пробоя от пиковой мощности генератора W, длительности импульса Δt и геометрии. Полагая для оценки $\varphi(t) = \mathrm{const} \cdot t/\Delta t$, по формуле (6,4) получим $t_к \sim \Delta t^{1/2} W^{-1/2} r_0$; формула (6,6) при этом дает

$$D \sim \frac{W^{1/2}}{\Delta t^{1/2} \cdot \operatorname{tg} \alpha}. \tag{8,7}$$

В случае коротких мощных импульсов и длиннофокусных линз (малых α) начальная скорость волны пробоя может быть очень большой, порядка нескольких сотен *км/сек* и значительно превышать гидродинамическую. К такому же эффекту приводит и отличие формы светового канала от конической, «заострение» канала в непосредственной близости от самого узкого места (уменьшение угла схождения α). В этом случае вытянутую область канала проходит волна пробоя, а потом, когда канал начинает расширяться, механизм пробоя может уступить место другим, например гидродинамическому.

В работе [31] для скорости распространения пробоя выводится формула, несколько отличающаяся от (8,6). Авторы полагают, что пробой в данном сечении канала происходит в момент, когда интенсивность светового потока в этом сечении, нарастающая вместе с нарастанием мощности генератора, достигает определенного, порогового значения. Отличие от предыдущего вывода, следовательно, состоит в предположении о «безынерционности» развития лавины. Хотя формула [31] дает верную оценку скорости (~ 200 *км/сек* для условий опыта [31]), все же правильнее учитывать накопление электронов в лавине в течение времени действия поля, как это сделано выше, при выводе формулы (8,6).

Остановимся коротко на радиационном механизме распространения волны.

При температурах порядка нескольких сотен тысяч градусов длины пробега квантов с энергиями $\sim kT$, излучаемых нагретым газом, $l \sim 10^{-1}$—10 *см*, гораздо больше длины пробега небольших световых квантов ($l_\omega \sim 10^{-3}$—10^{-2} *см*), ширины волны и даже характерных размеров нагретой области. Нагретый газ прозрачен для теплового излучения и испускает объемно. Это излучение поглощается в более холодных слоях, где ионизация невелика; соответствующие длины пробега в атмосферном воздухе $\sim 10^{-2}$—10^{-1} *см* (для $\hbar\omega \sim 20$—200 *эв*). Как только ионизация, вызванная поглощением теплового излучения, достигает достаточной величины (а это происходит при температурах $\sim 15\,000$—$20\,000°$), новый ионизованный слой начинает интенсивно поглощать световой поток. Интенсивность сфокусированного потока лазерного излучения гораздо больше потока теплового излучения, поэтому новый слой быстро нагревается и граница зоны высокой температуры переходит к нему.

Для вычисления скорости распространения этой границы следует рассмотреть стационарный режим в системе координат, где волна покоится, как это делается в теории структуры фронта ударной волны [35]. В данном случае может возникнуть сомнение в возможности существования стационарного режима, так как с течением времени по мере движения волны объем нагретого и излучающего газа, остающегося за нею, нарастает и, казалось бы, нарастают поток теплового излучения и скорость волны. В действительности это не происходит из-за конечности диаметра светового канала. Фактически на продвижение волны всегда влияет только излуче-

ние, рожденное в слое за волной, толщина которого порядка диаметра канала; излучение остального объема выходит за пределы светового канала. Это и обеспечивает квазистационарность процесса распространения. Приближенные вычисления скорости радиационной волны, сделанные в [33], показывают, что как по величине, так и по зависимости от мощности лазера, скорость радиационного режима оказывается близкой к скорости гидродинамической. Так, для опытов [30] получается $D \approx 95$ *км/сек*. Это означает, что скорее всего в отсутствие волны пробоя радиационная и ударная волны «привязаны» друг к другу и движутся вместе, причем скорость волны может быть вычислена по формулам любого из этих двух механизмов. Радиационная волна при этом выступает в виде «языка» прогревания газа перед фронтом ударной волны, как и в обычных ударных волнах очень большой амплитуды [35]. Температуры в зоне прогревания сравнительно невелики, $\sim 20\,000°$.

Быть может, рассеяние лазерного света в этой области и дает наблюдаемую на опыте ширину линии рассеяния. Наряду с этим предположением о причинах малости уширения линии рассеяния, в [30] высказывается и другое предположение о том, что «рассеянная» линия появляется в результате регулярного отражения от искривленного фронта ударной волны. (Благодаря наличию бокового расширения газа, фронт ударной волны становится выпуклым в сторону движения, подобно фронту детонационной волны в цилиндрических зарядах ВВ небольшого диаметра.) Надо сказать, что вопрос о причинах малости уширения линии рассеяния остается невыясненным.

Заканчивая обсуждение процесса поглощения лазерного луча, следует подчеркнуть, что изложенные выше представления, по-видимому, дают лишь основную схему процесса; они могут служить в качестве рабочей модели при интерпретации экспериментальных данных и оценках ожидаемых результатов. Реальный процесс протекает значительно сложнее. В частности, на опыте обнаружилась нерегулярность в распространении границы плазмы [30, 31]. Что касается роли различных механизмов в разных условиях, то в опытах [28] с короткофокусной линзой механизм «пробоя» заведомо не действует и волна скорее всего — гидродинамическая. Для опытов [30] все три механизма дают близкие скорости, что не противоречит экспериментальным данным. Не исключено, что «работают» все механизмы одновременно — скорости при этом не «складываются».

В случае длиннофокусных линз, которые дают световые каналы с малым углом схождения в области фокусировки, и мощных коротких импульсов на ранней стадии процесса поглощения луча волну «ведет» механизм пробоя. Однако через некоторое время на первый план обязательно должны выступить гидродинамический или радиационный механизмы.

Даже не зная точно механизма распространения волны, температуру нагревания газа всегда можно оценить по измеренной скорости волны с помощью уравнения (7,2).

§ 9. Искра как сильный взрыв. Искра в магнитном поле

К моменту окончания лазерного импульса в газе образуется высоконагретый объем, имеющий форму, вытянутую вдоль направления лазерного луча. Длина этой области, очевидно, порядка пути, который проходит волна поглощения, т. е. порядка произведения скорости волны на длительность импульса и равняется нескольким миллиметрам. Радиальные размеры определяются размерами сходящегося светового канала и составляют несколько десятых миллиметра, причем к моменту окончания импульса слои газа, нагретые в начале импульса, успевают несколько расшириться

вбок, посылая в окружающий воздух ударную волну. Начальные скорости радиального расширения нагретого газа и примерно совпадающие с ними начальные значения радиальной составляющей скорости ударной волны по порядку величины равны скорости звука в нагретом газе. Эти величины

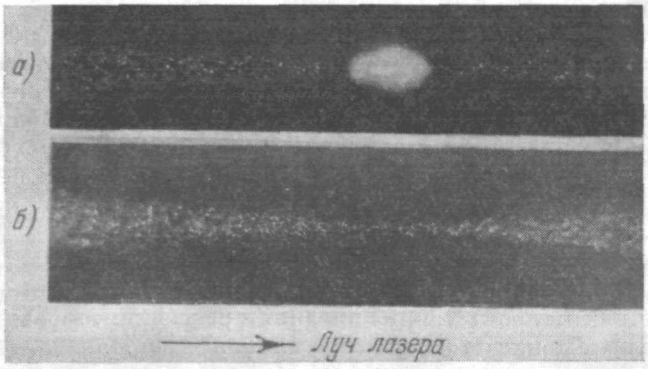

Рис. 12. Фотографии искры (*а*) и лазерного луча в отсутствии пробоя (*б*).
Световой канал отчетливо виден, благодаря рассеянию света на специально подмешанных к воздуху частичках.

раза в два-три меньше скорости волны поглощения, т. е. порядка нескольких десятков *км/сек* в тех сечениях светового канала, где энерговыделение было интенсивным. (К концу импульса волна поглощения, идущая по расширяющемуся каналу с уменьшающимся световым потоком, естественно,

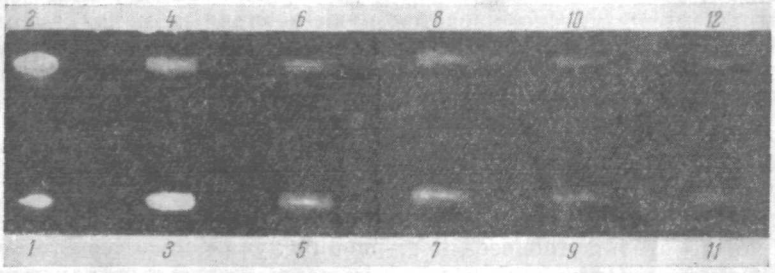

Рис. 13. Покадровая съемка искры.
Кадры перенумерованы. Интервал между кадрами 1,6 *мксек*.

замедляется.) С течением времени радиальные скорости движения ударной волны уменьшаются, как это бывает при цилиндрическом взрыве.

На рис. 12—13 представлены фотографии искры в воздухе, снятые с частотой 625 000 *кадров/сек* в работе С. Л. Мандельштама, П. П. Пашинина, А. В. Прохиндеева, А. М. Прохорова и Н. К. Суходрев [40]. Временной интервал между кадрами 1,6 *мксек* = 1600 *нсек*, т. е. заснята длительная стадия, по сравнению с которой энерговыделение в газе ($\sim$ 1 *дж*) происходит мгновенно.

Процесс на этой длительной стадии имеет много общего с явлением сильного взрыва в воздухе. От места энерговыделения по воздуху во все стороны распространяется ударная волна, которая ослабевает с течением времени. Поверхность ее не вполне сферическая, так как энерговыделение произошло в объеме, имеющем вытянутую форму. Но с течением времени

форма поверхности ударной волны несомненно приобретает черты сферичности. На фотографиях этого не видно, так как граница светящейся области лишь в самом начале процесса взрыва может совпадать с фронтом ударной волны. Светится только высоконагретый воздух; поэтому, начиная с некоторого момента, когда амплитуда ударной волны падает до величины, недостаточной для сильного нагревания, волна становится невидимой и уходит вперед, оставляя за собой высоконагретую светящуюся область меньших размеров. Постепенно, по мере охлаждения воздуха, затухает и это свечение. Все эти явления хорошо известны и подробно рассмотрены в книге Я. Б. Зельдовича и автора [35], применительно к взрывам больших масштабов.

В работе [40] снимался спектр свечения искры. На сильный сплошной фон наложены линии однократно ионизованных атомов азота и кислорода, причем линии сильно уширены. Оценка температуры и электронной плотности по спектральным линиям дала значения $T \sim 30\,000—60\,000°$ и $N_e \sim 3 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-2}$. Эти значения получены из спектров, суммарных по времени, и, естественно, относятся к длительной, развитой стадии искры. Как отмечалось в § 6, в работе [5] измерялось окончательное давление газа при создании искры в небольшом замкнутом сосуде. Повышение давления соответствовало величине энерговыделения.

В работе Г. А. Аскарьяна, М. С. Рабиновича, М. М. Савченко, А. Д. Смирновой [42] плазменное облако взрыва, возникающего в воздухе в результате поглощения лазерного импульса, исследовалось методами СВЧ радиоизлучения. Искра создавалась между антенной генератора радиоизлучения с длиной волны 0,8 *см* и приемным рупором детектора. Одновременно регистрировались проходящий и отраженный от плазмы сигналы. Для оценки размеров плазменного облака, с которым взаимодействуют радиоволны, облако моделировалось телами разных размеров, изготовленными из мятой металлической фольги, и подбиралось такое тело, от которого получались сходные сигналы. Оказалось, что размеры плазмы порядка сантиметра, что значительно превосходит радиусы ударной волны в той стадии, когда она еще производит заметную термическую ионизацию. Отражение радиосигнала длится сотни микросекунд, что свидетельствует о том, что в течение этого времени сохраняется электронная плотность выше критической, которая $\sim 10^{13}$ *см*$^{-3}$. Отражение наблюдается и на временах, меньших микросекунды, когда ударная волна еще не доходит до радиуса, соответствующего измеренным размерам отражающей области. (Максимальное отражение наблюдается в момент ~ 5 *мксек.*) В работе высказывается предположение, что ионизация в объеме, превышающем размеры области ионизуемой ударной волной, связана с действием коротковолнового излучения, выходящего из высоконагретой центральной зоны.

В работе тех же авторов [41] исследовалась искра, создаваемая в присутствии внешнего магнитного поля. Магнитные эффекты были предсказаны в работе Г. А. Аскарьяна и М. С. Рабиновича [23]. При расширении нагретого ионизованного воздуха за ударной волной, распространяющейся от места энерговыделения, и наличии внешнего магнитного поля H возникают круговые индукционные токи. Вытеснение магнитного поля из малого объема плазмы, как показывают оценки, незначительно, так что изменением внешнего магнитного поля можно пренебречь.

Если положить для простоты, что плазма разлетается сферически симметрично и ввести полярные координаты r, ϑ, φ с осью, направленной вдоль магнитного поля, для электрического поля индукции можно записать

$$E_\varphi(r, \vartheta, t) = \frac{1}{c} v_r(r, t) H \sin\vartheta,$$

где v_r — радиальная скорость разлета. Магнитный момент круговых токов, направленный против внешнего магнитного поля, равен

$$M = -\frac{4\pi H}{3c^2}\int_0^{R(t)} \sigma(r,\ t)\, v_r(r,\ t)\, r^3\, dr,$$

где σ — проводимость плазмы, $R(t)$ — радиус расширяющейся плазмы. В предположении, что скорость разлета линейно зависит от радиуса, $v_r = v_R r/R$:

$$M = -\frac{4\pi}{15c^2}\, v_R(t)\, H\, \bar{\sigma}(t)\, R^4(t),$$

где v_R — скорость границы плазменного шара, $\bar{\sigma}$ — некоторая средняя проводимость. При $v_R \sim 30$ *км/сек*, $R \sim 10^{-2}$—10^{-1} *см*, $\bar{\sigma} \sim 10^{14}$ *сек*$^{-1}$ магнитный момент составляет примерно 10^{-1}—10^{-2} от момента идеально диамагнитного шара тех же размеров $M_0 = -R^3H/2$.

Вследствие изменения магнитного момента со временем в витках, окружающих плазменный шар, должна наводиться э. д. с.

$$\mathscr{E} = \frac{2\pi}{c}\,\frac{n}{\varrho}\,\frac{dM}{dt}$$

(n — число витков, ϱ — их радиус). При $n \sim 100$, $H \sim 1$ *кэ* и характерном времени процесса 10^{-8} *сек* следует ожидать э. д. с. порядка вольта. Регистрируя сигнал, можно получать сведения о разлете плазменного облака.

В опытах [41] использовались катушки с $n \sim 2 \div 20$ и $\varrho \sim 1$ *см*. Магнитные поля достигали 10 *кэ*. Развертка диамагнитного сигнала во времени показала, что возникают два импульса противоположной полярности с длительностями в доли *мксек* и интервалом между ними порядка нескольких *мксек*. Первый сигнал соответствует появлению диамагнитного момента у плазменного облака, второй — исчезновению токов. В промежуток времени между сигналами в плазме, видимо, существуют индукционные токи. Искра светится в течение всего времени существования диамагнитного момента. Интегрируя э. д. с. в катушке по времени, можно оценить магнитный момент. Оказывается, что он достигает своей величины $M \approx 10^{-6}$ *Н см*^{3} уже за время первого импульса 0,3 *мксек*. Природа длительного существования диамагнетизма плазмы пока не выяснена.

Диамагнетизм плазмы позволяет воздействовать на нее неоднородным магнитным полем с целью ускорения плазменного сгустка $\left(\text{полная сила, действующая на плазму } F_z = M\,\frac{\partial H}{\partial z} \sim R^3\,\frac{\partial H^2}{\partial z}\right)$ и использовать искру в магнитном поле для получения быстрых струй чистой плотной плазмы, заполнения ловушек, уплотнения плазмы и т. д.

§ 10. Получение плазмы на твердой мишени

Нагреть вещество до очень высоких температур с помощью лазерного луча можно, не только вызывая искру в газе при мощности генератора, заметно превышающей пороговую для пробоя. Высокотемпературная плазма получается и при фокусировке гигантского импульса на поверхность непрозрачного твердого (или жидкого) вещества. В этом случае, кстати сказать, нет порога для поглощения, как в прозрачных газах; свет поглощается непрозрачным телом при любой интенсивности. Указанный способ получения плазмы обладает своими достоинствами по сравнению с образованием плазменного сгустка в газовой среде. Твердую мишень можно поме-

стить в вакуум. Это, в принципе, позволяет подвести к исследуемому веществу сколь угодно мощный световой импульс без опасения, что вследствие пробоя в окружающей газовой среде вещество будет заэкранировано. При помещении мишени в вакуум образовавшаяся под действием лазерного импульса плазма, расширяясь в пустоту, разгоняется до больших скоростей. Мы здесь не ставим себе целью подробно рассматривать механизм процессов, протекающих при фокусировке гигантского импульса на твердую мишень. Укажем лишь в целях информации работы на эту тему.

Риди [50] фокусировал гигантский импульс рубинового генератора на углеродную мишень, помещенную в атмосферном воздухе. Возникающий яркий факел фотографировался с частотой 10^8 *кадров/сек* в течение 800 *нсек*. Скорости расширения факела, о которых можно судить по фотографиям, составляют примерно 20 *км/сек*. Размеры светящейся области на последнем кадре порядка нескольких миллиметров.

Линлор [51] помещал мишени из многих элементов, от легких и до самых тяжелых, в вакуумную камеру (10^{-6} *мм* рт. ст.). Параметры импульса: 0,2 *дж*, 40 *нсек*, 5,4 *Мвт*. Регистрировался интервал времени, в течение которого плазма пролетала известное расстояние 4,3 *см* от точки фокусировки луча до коллектора, и таким образом определялась скорость. Время полета ионов зависело от атомного номера материала мишени A примерно как $\sqrt{A}$; это свидетельствует о том, что энергии ионов разной массы были примерно одинаковыми. При мощности импульса 5,4 *Мвт* энергии были ~ 1 *кэв*, при мощности вдвое меньшей — 420 *эв*. Аналогичные опыты проводили Оповер и Бурлефингер [55]. Измерялось время пролета ионов углерода от углеродной мишени, помещенной в высоком вакууме. Энергия импульса была в 5 раз больше, чем в опытах [51]: ~ 1 *дж*. С помощью небольшого поперечного электрического поля из самых передних и, следовательно, разреженных слоев летящей плазмы вытягивались электроны (на более плотную плазму поле не действует, так как удалению электронов препятствует возникающий при этом объемный заряд). Регистрировалась передняя граница летящих ионов. Фронт ионов был очень резким. При импульсе лазера 1 *дж* и мощности 30 *Мвт* скорость переднего фронта была 130 *км/сек*, чему соответствует энергия ионов ~ 1 *кэв*, при 0,5 *дж* и 10 *Мвт* — 85 *км/сек*. По оценкам, основанным на известном телесном угле, который вырезает детектор ионов, и в предположении, что плазма от мишени разлетается изотропно, при импульсе 1 *дж* энергиями от 1 до 1,1 *кэв* обладают 10^{14} ионов. По энергии ионов оценивается начальная температура плазмы, которая получается $\sim 10^{6\circ}$. Следует отметить, что приведенная оценка температуры сильно завышена, так как авторы при переходе от кинетической энергии ионов к начальной внутренней энергии плазмы не учитывают затрат энергии на отрыв электронов (учтена только тепловая энергия электронов) и не учитывают того факта, что граница газа, разлетающегося в пустоту, разгоняется до скоростей, бóльших, чем средние скорости разлета, соответствующие начальной внутренней энергии (см. [35]).

Линлор [54] измерял поглощение гигантского лазерного импульса, сфокусированного на золотую и алюминиевую фольги $1{,}8\cdot10^{-4}$ и $1{,}6\cdot10^{-4}$ *г/см*^{2} соответственно. В первом случае плазма поглощала 94% падающего света, во втором — 99%. Энергии ионов, измеренные по времени пролета известного расстояния, были около 1 *кэв*. Регистрировался также диамагнитный сигнал в присутствии магнитного поля.

Арчболд и др. [53] провели спектрографические исследования плазмы для мишеней из разных металлов (мощность лазера 1 *Мвт*, длительность импульса 100—500 *нсек*). Отмечается, что кратеры, образующиеся на поверхности мишени в точке фокусировки, имели диаметр порядка 10^{-2} *см* и глубину в несколько микрон.

Спектральные измерения при фокусировке гигантского импульса генератора на неодимовом стекле на твердую мишень, содержащую литий и помещению в вакууме, были сделаны в уже цитированной выше работе [31] (энергия импульса 3 *дж*, длительность 40 *нсек*). На фоне сплошного свечения плазмы различались линии атомов и ионов лития. Температура по оценкам, основанным на данных спектральных измерений, была ~230 000°.

Нейман [52] измерял импульс (количество движения), получаемый различными мишенями. Количество движения, соответствующее отражению лазерного луча, составляет всего $2 \cdot 10^{-4}$ *дн·сек*, тогда как измеренный импульс для меди составлял 0,18 *дн·сек*. Это связано с отдачей, возникающей в результате испарения и разлета вещества у поверхности. На этот эффект, который должен наблюдаться при испарении поверхности лазерным лучом, обратили внимание Г. А. Аскарьян и Е. М. Мороз [56]; он совершенно аналогичен эффекту, возникающему при ударе о поверхность очень быстрых микрометеоритов.

Имеется ряд работ, в которых изучалось воздействие на твердую мишень сфокусированного излучения оптических генераторов, работающих в обычном режиме (не гигантского импульса). При этом режиме длительность импульса сравнительно велика, $\sim 10^{-3}$ *сек*, и мощности намного меньше, чем при модулировании добротности. Материал поверхности при фокусировке такого импульса на твердые мишени испаряется, но плазма не образуется, так как слишком медленно происходит энерговыделение и малы температуры нагревания. Изучались термоэлектронная и ионная эмиссии с поверхностей и другие эффекты. Ссылки на эти исследования имеются в работе [51].

§ 11. Условия высокого нагревания водорода

Большой интерес представляет принципиальный вопрос о возможности нагревания водорода (дейтерия) с помощью лазерного излучения до термоядерных температур $\sim 10^{7\circ}$. Оценки различных эффектов, оказывающих влияние на нагревание, и необходимой для нагревания мощности лазеров были сделаны Н. Г. Басовым и О. Н. Крохиным [43]. Позднее эти расчеты в несколько расширенной форме повторил Даусон [57]. Водородная плазма поглощает световые кванты за счет свободно-свободных переходов электронов в поле ионов, причем плотность плазмы не должна превышать величины $3 \cdot 10^{21}$ *см*$^{-3}$, которая является критической для отражения света рубинового генератора. При температуре $10^{7\circ}$ и плотности $\sim 3 \cdot 10^{21}$ *см*$^{-3}$ коэффициент поглощения световых квантов (который уменьшается с повышением температуры) $\sim 10^2$ *см*$^{-1}$, длина пробега квантов $\sim 10^{-2}$ *см*, т. е. порядка радиуса фокусировки и плазма еще непрозрачна. Следовательно, в принципе нагревание лазерным светом до столь высоких температур возможно. Нагреванию, однако, препятствуют потери энергии за счет электронной теплопроводности (если плазма находится в среде) и гидродинамический разлет плазмы (потери на излучение менее существенны).

Особенно большую роль играет расширение, вследствие которого плазма вылетает из области действия лазерного луча. Для эффективного нагревания необходимо, чтобы за время Δt лазерного импульса, энергия которого достаточна для того, чтобы нагреть плазму в объеме фокусировки до требуемой температуры $T \sim 10^{7\circ}$, плазма не успевала сильно расшириться.

Оценим очень грубо необходимую для этого мощность генератора. Скорость разлета плазмы порядка $v \sim \sqrt{kT/M}$, где M — масса атома; характерное время расширения — $\tau \sim r_0/v$, где r_0 — радиус фокусировки. Если мощность лазера W и начальная плотность атомов N, то при

выделении всей энергии в массе, заключенной в объеме фокусировки, плазма нагреется до температуры $kT \sim W\Delta t/(4\pi/3)r_0^3N$. Чтобы энергия действительно выделилась в указанной массе, газодинамическое время τ должно превышать длительность импульса: $\tau > \Delta t$. Таким образом, мощность генератора должна превышать $W > (4\pi/3)r_0^2N(kT)^{3/2}/m^{1/2}$. При $r_0 \sim 10^{-2}$ *см*, $N \sim 3\cdot 10^{21}$ *см*$^{-3}$, $T \sim 10^7$° необходимы мощности порядка 10^4 *Мвт*. Эти оценки имеют, конечно, лишь принципиальный характер и не решают всех трудностей конкретного осуществления такого эксперимента. Здесь очень важны поиски оптимальной постановки опыта и эффективного режима нагревания плазмы.

Один из режимов нагревания, при котором размер области, занятой плазмой, на всех стадиях процесса близок к длине пробега световых квантов, что является условием эффективного преобразования энергии излучения в тепло, предложен и рассмотрен О. Н. Крохиным [44].

Отметим статью И. В. Немчинова [45], в которой решается близкая по духу к затрагиваемым здесь вопросам задача о плоском разлете подогреваемого газового слоя. Отметим также работу Карузо и Граттона [61], в которой оценивается эффект сжатия плазмы, образованной в результате поглощения лазерного света световым давлением.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, Proc. Third Intern. Quantum Electronics Conference, Paris, 1963.
2. R. G. Meyerand, A. F. Haught, Phys. Rev. Letts. **11**, 401 (1963).
3. R. W. Mink, J. Appl. Phys. **35**, 252 (1964).
4. E. K. Damon, R. G. Tomlinson, Appl. Opt. **2**, 546 (1963).
5. R. G. Meyerand, A. F. Haught, Phys. Rev. Letts. **13**, 7 (1964).
6. Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ, Письма в редакцию **1** (2), **42** (1965).
7. P. Nelson, P. Veyrie, M. Berry, Y. Durand, Phys. Letts. **13**, 226 (1964).
8. А. М. Леонтович, А. П. Ведута, ЖЭТФ **46**, **71** (1964).
9. D. Bradley, Nature **199**, 1281 (1963).
10. Г. М. Бархударов, Г. С. Воронов, В. М. Горбунов, А. Б. Делоне, ЖЭТФ **49** (1965).
11. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **46**, 1090 (1964).
12. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 11 (1964).
13. A. Gold, H. B. Bebb, Phys. Rev. Letts. **14**, 60 (1965).
14. W. Zernic, Phys. Rev. **A135**, 51 (1964).
15. R. G. Tomlinson, Phys. Rev. Letts. **14**, 489 (1965).
16. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., Физматгиз, 1961.
17. Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, Изв. вузов (Радиофизика) **8** (1965).
18. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **31**, 66 (1928).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 2-е изд., 1963.
20. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ **47**, 1150 (1964).
21. J. R. Wright, Proc. Phys. Soc. **84**, 41 (1964).
22. Д. Д. Рютов, ЖЭТФ **47**, 2194 (1964).
23. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, ЖЭТФ **48**, 290 (1965).
24. С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., Госатомиздат, 1961.
25. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., Физматгиз, 1960.
26. Ю. П. Райзер, ПМТФ, № 5, 149 (1964).
27. С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, М. М. Струков, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ, Письма в редакцию **1** (I), **42** (1965).
28. S. A. Ramsden, W. E. Davies, Phys. Rev. Letts. **13**, 227 (1964).
29. E. E. Salpeter, Phys. Rev. **120**, 1528 (1960).
30. С. Л. Мандельштам, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Ю. П. Райзер, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ **49** (7), 127 (1965).
31. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. С. Зуев, О. Н. Крохин, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, Ю. Ю. Стойлов, ЖЭТФ **48** (6), 1583 (1965).

32. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, Ю. Ю. Стойлов, ЖЭТФ **47**, 1595 (1964).
33. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ **48**, 1508 (1965).
34. S. A. Ramsden, P. Savic, Nature, No. 4951, 1217 (1964).
35. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 1963.
36. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., ИЛ., 1960.
37. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец, Теория детонации, М., Гостехиздат, 1955.
38. Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957.
39. P. R. Tozer, Phys. Rev. **A137**, 1665 (1965).
40. С. Л. Мандельштам, П. П. Пашинин, А. В. Прохиндеев, А. М. Прохоров, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ **47**, 2003 (1964).
41. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, А. Д. Смирнова, ЖЭТФ, Письма в редакцию **1** (1), 9 (1965).
42. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, А. Д. Смирнова, ЖЭТФ, Письма в редакцию **1** (6), 18 (1965).
43. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ **46**, 171 (1964).
44. О. Н. Крохин, ЖТФ **34**, 1324 (1964).
45. И. В. Немчинов, ПМТФ, № 5, 18 (1964).
46. R. J. Collins, P. Kislink, J. Appl. Phys. **33**, 2009 (1962).
47. R. C. Benson, R. D. Goodwin, M. R. Mirarchi, NEREM Record **4**, 34 (1962).
48. F. J. McClung, R. W. Hellwarth, J. Appl. Phys. **33**, 828 (1962).
49. О. Л. Лебедев, В. Н. Гаврилов, Ю. М. Грязнов, А. А. Частов, ЖЭТФ, Письма в редакцию **1** (2), 15 (1965).
50. J. F. Ready, Appl. Phys. Letts. **3**, 11 (1963).
51. W. I. Linlor, Appl. Phys. Letts. **3**, 210 (1963).
52. F. Neuman, Appl. Phys. Letts. **4**, 169 (1964).
53. E. Archbold, B. W. Harper, T. P. Hughes, Brit. J. Appl. Phys. **15**, 1321 (1964).
54. W. I. Linlor, Phys. Rev. Letts. **12**, 383 (1964).
55. H. Opower, E. Burlefinger, Phys. Letts. **16**, 37 (1965).
56. Г. А. Аскарьян, Е. М. Мороз, ЖЭТФ **43**, 2319 (1963).
57. J. M. Dawson, Phys. Fluids **7**, 981 (1964).
58. R. H. Hellwarth, Adv. Quant. Electronics, New-York, 1961, стр. 334.
59. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, Н. Г. Крюков, ЖЭТФ 43, 354 (1962).
60. J. L. Hall, E. J. Robinson, L. M. Branscomb, Phys. Rev. Hetts. **4**, 1013 (1965).
61. A. Coruso, F. Gratton, Nucl. Fusion 5 (1), 87 (1965).