

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ (ИСКРОВЫЕ) РАЗРЯДЫ
В ГАЗАХ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ
СВЕТА *)

И. С. Маршак

I. ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные импульсные разряды в газах за последние 10—15 лет подверглись глубокому изучению как в связи с новыми методами наблюдения весьма кратковременных процессов, так и ввиду актуальности их научно-технических применений (получение высокотемпературной плазмы для термоядерных реакций, импульсные источники света, техника высоких напряжений, электроэррозионная обработка металлов, коммутационная аппаратура и др.).

Различные применения разрядов выдвигали специфические программы исследований (например, высокая температура и связанные с ней вопросы магнитной изоляции плазмы — в работах по термоядерным реакциям, высокая световая отдача, компактность, управляемость и стабильность — в работах по импульсным источникам света, интенсивное разрушение электродов — в работах по электроэррозии и т. д.). Такая направленность исследований и быстрые темпы их проведения во многих лабораториях привели к образованию нескольких независимых узких физических дисциплин, посвященных сильноточным импульсным разрядам в газах. Контакт между этими дисциплинами в настоящее время явно недостаточен. Этому контакту в значительной степени мешает разбросанность материалов по отдельным отрывочным публикациям при почти полном отсутствии обобщающих работ. Настоящая статья имеет целью частично восполнить указанный пробел путем обобщения работ в области сильноточных импульсных разрядов, применяемых в импульсных источниках света. Необходимость в таком обобщении назрела и с точки зрения развития самого вопроса. В статье рассматриваются импульсные разряды при давлениях, близких к атмосферному, напряжениях от нескольких сотен в до десятка кв, для на разрядных промежутков от нескольких мм (инертные и молекулярные газы, давление — несколько ат) до десятков см (инертные газы в узких трубках, давление — сотни мм рт. ст.). Диапазон длительностей разрядов: 10^{-7} — 10^{-2} сек, энергий, разряжаемых через газовый промежуток: 10^{-3} — 10^5 дж, частот повторения разрядов: от одиночных импульсов до 10^4 гц.

Даже в случае стационарной дуги приближенный математический расчет всех характеристик возможен только для отдельных частных случаев разряда (см., например, работы о разряде в длинных цилиндрических трубках Эленбааса — Хеллера и Шмитца (см. ²¹²), а также работы Ширмера и Фридриха ^{163—164} и др. ⁵⁵). Рассмотрение в общем виде всех

*) Настоящий обзор является естественным продолжением обзора по пробою газа при давлениях, близких к атмосферному ¹²⁶.

физических величин для сильноточной стадии импульсного (искрового) разряда, характеризуемого значительно большим числом параметров, представляется еще более затруднительным.

В связи с этим изучение сильноточной стадии пошло в первую очередь по пути экспериментально-фономенологического обследования временного хода отдельных физических величин. Важнейшими объектами такого обследования явились: а) электрические параметры разряда — напряжение на газовом промежутке, сила и плотность тока в разряде, сопротивление (или проводимость) разрядного канала; б) расширение канала разряда и сопутствующие ему газодинамические процессы; в) характеристики излучения разряда — сила света, яркость, спектральный состав; г) процессы около электродов.

Основные данные об электрических характеристиках разряда получены в результате работ Роговского и др. ^{17, 82, 84, 156-159, 161}, определивших быстроту «провала» напряжения на газовом промежутке и нарастания тока; Лапорта ⁸⁷, Мерфи и Эджертона ^{36, 140}, Абрамсона и Маршака ^{3, 117-119, 121, 124, 127, 131} и Вульфсона ²¹⁵, обнаруживших существование конечного сопротивления импульсного разряда с каналом, ограниченным стенками разрядной трубки, и установивших наличие предельной плотности тока в ограниченном и неограниченном каналах разряда, а также ряда более поздних работ ^{1, 6-8, 20, 40, 51, 67, 80, 91, 134, 142, 173, 219}, обследовавших картину изменения всех электрических характеристик (включая мощность и сопротивление разряда) со временем при различных параметрах газового промежутка и питающего контура. К последней группе работ могут быть также отнесены многие материалы, касающиеся электрических характеристик промышленных образцов импульсных ламп ^{4, 5, 10, 77, 120, 129, 133, 141, 154, 184, 205б}. В ряде работ ^{6а, 67, 83, 183, 209, 210, 211, 212} и др. рассмотрена картина электрических процессов в различных цепях, содержащих искровой промежуток. В работах ^{119, 121} произведена попытка приближенного совокупного расчета всех параметров импульсного разряда в трубке, устанавливающегося после заполнения каналом разряда ее сечения. К исследованиям электрических характеристик сильноточной стадии искрового газового разряда примыкают соответствующие исследования импульсного газового разряда, возникающего в парах металлической проволочки после ее взрыва электрическим током ^{25, 26, 30, 43, 85, 128, 139, 174, 181, 214}.

Расширение канала разряда наиболее подробно исследовано в работах Мандельштама, Абрамсона, Гегечкори, Драбкиной и Долгова ^{2, 31, 32, 63, 116}, выявивших аналогию этого расширения с гидродинамическим процессом типа взрыва, в ходе которого происходит кратковременное выделение в узком канале плазмы огромной энергии, увеличение объема нагретого газа и распространение ударной волны. В работах Тэйлора ¹⁸², Драбкиной ³², Шао Чи-лин ¹⁶⁶, Брагинского ¹⁶ и Моргенрота, Хесса, Кипеля и Зелигера ¹³⁸ произведено математическое рассмотрение такого гидродинамического процесса, а в ряде работ других авторов ^{7, 21-22а, 49, 54, 65, 67, 70а, 71, 79, 80, 84, 91, 117, 131, 146, 177-179, 197, 216} накоплен значительный экспериментальный материал в отношении скорости и характера расширения газового промежутка и питающего контура, а также выявлены специфические отклонения от чисто гидродинамической картины, связанные с неустойчивостью канала.

Характеристики излучения разряда получены в результате работ Лапорта и его сотрудников ^{86, 88-90, 95}, Эджертона и др. ^{34, 37, 39}, Богданова и Вульфсона ^{13, 14}, Маршака и др. ^{121, 122, 125, 131, 207, 208}, Мака ¹⁰⁶ и ряда других авторов ^{147, 149, 172, 186, 213}, исследовавших излучение разряда, ограниченного разрядной трубкой, а также Вульфсона, Чарной

и Либина^{187, 188, 190, 215, 217, 218} и Ванюкова, Мака, Муратова и др.^{107, 193-205}, исследовавших излучение неограниченного разряда и показавших существование предела его яркости. Многие спектральные и временные характеристики ограниченного и неограниченного разрядов получены также в работах Мандельштама, Суходрева и др.^{112-116, 192}, Глазера⁶⁴⁻⁶⁷, Фишера^{45-50a}, Фрюнгеля⁵⁹⁻⁶², Крэгса, Мика и др.^{27-29, 110} и ряда других авторов^{9, 11, 18, 73, 76-76b, 104, 111, 131, 135, 141a-143, 150, 160, 162, 180, 185, 205a, 213a}.

Явления на электродах импульсного разряда изучались в работах Фрума⁵⁶⁻⁵⁸, Сомервелла, Блевина и др.^{12, 52, 175-179}, Райского^{151, 152}, Зимина¹⁶⁹, Мандельштама, Суходрева и Шабанского^{114, 116, 121}, Зингермана¹⁷¹, Хермоха⁷⁰, Жижки²²⁰ и др.^{15, 33, 97-99, 100, 148, 171, 206}.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КАНАЛА РАЗРЯДА

2.1. Качественная схема

В настоящее время наметились два подхода к вопросу об определении электрических характеристик импульсного разряда*). Первый путь^{6a, 67, 82, 183, 209-212} заключается главным образом в математическом анализе изменения электрических величин в цепях, содержащих искровой промежуток, при принятом законе изменения сопротивления канала искрового разряда со временем. Второй путь состоит в непосредственном физическом исследовании процессов, определяющих электрическую проводимость газового промежутка. В настоящем обзоре, в соответствии с его физической направленностью, мы подробно рассмотрим второй подход к вопросу.

Как было показано в работе¹²⁶, нарастание плотности тока в ходе пробоя осуществляется за счет ряда вступающих в действие последовательно друг за другом все более быстрых лавинных процессов: ударной ионизации электронами (α -ионизация), взаимодействия α - и Г-ионизаций (вторичные процессы у катода), воздействия на α - и Г-ионизации плоского объемного заряда, взаимодействия между α -ионизацией, фотоионизацией в объеме газа и сосредоточенным объемным зарядом головки стримера и др. В образующемся позади головки (или между головками в случае одновременного развития стримера к аноду и катоду) шнуре ионизованного газа, канале плазмы**), устанавливается продольный электрический градиент; этот градиент равен отношению разности потенциалов на промежутке (за вычетом падений напряжения между головками и соответствующими электродами; после прорастания канала на всю длину газового промежутка эти падения становятся приэлектродными падениями напряжения) к длине канала. Если источник питания разряда обладает

*) Помимо проводимости канала и его свойств как элемента электрической цепи, могут быть названы и другие электрические характеристики разряда, как, например: напряжение управляемого и неуправляемого зажигания и напряжение погасания разряда, запаздывание возникновения электрического тока, условия деионизации газового промежутка. В настоящем обзоре, однако, мы рассмотрим только проводимость канала, поскольку с ней связана выработка физического представления о всем разряде в целом. Другие электрические характеристики представляют больший интерес с технической точки зрения и рассматриваются в специальной литературе по импульсным лампам (см., например, 10, 68, 77, 101, 131, 132, 154, 196, 219).

**) При переходе от диффузной к контрагированной структуре разряда в некоторых случаях наблюдается развитие более одного канала²¹⁶. Это, очевидно, является следствием одновременного возникновения в нескольких областях диффузного разряда условий, статистически благоприятных для зарождения стримеров. Наличие каналов «близнецов» может несколько исказить газодинамическую картину расширения шнуря разряда. Однако существенного отличия в этом случае физических процессов, электрических и световых характеристик разряда ожидать не приходится.

достаточной мощностью (малыми сопротивлением и индуктивностью разрядного контура и большой емкостью питающего конденсатора), чтобы разность потенциалов на промежутке могла намного превышать сумму приэлектродных падений напряжения, то в канале под действием значительного продольного электрического градиента осуществляется наиболее интенсивный лавинный процесс, присущий самым высоким ионизаций и плотности тока. В этой стадии, благодаря значительной степени возбуждения и ионизации газа в канале и большому влиянию друг на друга одновременно многих частиц, уже нельзя рассматривать в отдельности различные элементарные процессы взаимодействия атомов, ионов, электронов и фотонов. Здесь имеет смысл говорить об общей резульвативной термической ионизации газа или каком-то ее аналоге в случае неполного термического равновесия. Лавинный процесс, происходящий в канале под действием продольного электрического градиента, заключается в термической ионизации газа, растущей вследствие его нагрева под действием рассеиваемой в канале энергии и развивающейся разрядом электрической мощности, увеличивающейся вследствие роста плотности тока при возрастании степени ионизации.

Наглядное представление об этом лавинном процессе можно получить, рассматривая математические выражения для плотности тока J (произведение которой на электрический градиент равно мощности, рассеиваемой в единице объема), степени термической ионизации x *) и электрического градиента E :

$$J = \frac{0,75ne_0^2}{\sqrt{\frac{8}{\pi} kTm}} x \lambda E, \quad (1)$$

$$\frac{x}{\sqrt{1-x}} = \frac{0,9}{\sqrt{V_{P_0}}} T^{3/4} e^{-5850 \frac{V_i}{T}}, \quad (2)$$

$$El = U_0 - U_i - L \frac{dI}{dt} - R_0 I - \frac{1}{C} \int_0^t I dt. \quad (3)$$

Здесь n — число атомов газа (нейтральных или ионизованных) в 1 см^3 , e_0 и m — заряд и масса электрона, k — постоянная Больцмана, T — усредненная температура газа, которую мы принимаем приближенно равной температуре электронов, λ — длина свободного пробега электронов, P_0 — начальное давление газа, V_i — потенциал ионизации, l — расстояние между электродами, U_0 — начальное напряжение на питающем конденсаторе, C — его емкость, U_i — сумма приэлектродных падений в разряде, I — сила тока в нем, L и R_0 — внешние индуктивность и сопротивление разрядного контура, t — время.

*) Как известно, формулой (1) можно пользоваться, считая, что T равна электронной температуре и при условии, что $e_0 E \lambda / 1,5 kT \ll 2$. Можно показать ¹¹⁷⁻¹¹⁹, что для искровых разрядов при давлениях, близких к атмосферному, это неравенство выполняется достаточно надежно. Формулой Саха (2) можно также пользоваться ¹⁹¹ при равенстве электронной и газовой температур, т. е. при термическом равновесии. При весьма нестационарных процессах, свойственных началу сильноточной стадии искрового разряда, эти формулы не точно соответствуют фактическим величинам J и x . Однако оценка в работах ^{117, 118} и более тщательный анализ в работе ¹¹² показали, что они приемлемы спустя несколько десятков наносекунд после установления квазистационарного режима разряда. Поэтому этими формулами можно пользоваться для качественной иллюстрации процессов. Необходимо также помнить, что формула (2) относится только к однократной ионизации атомов и что при больших T , при которых она дает x , близкое к 1, начинает играть существенную роль вторичная ионизация с новым V_i .

Выражение (2) показывает, как быстро растет степень ионизации с температурой (при не слишком больших значениях T , при которых $5850 \times \times V_e/T \gg 1$ и $x \ll 1$). Из выражения (1) видно, что в случае постоянства E и независимости λ от x (при малой величине членов в правой части уравнения (3), вычитаемых из U_0 , и малой x , при которой суммарное сечение ионов намного меньше суммарного сечения атомов) определяющая температуру электрическая мощность сама увеличивается пропорционально степени ионизации.

Такой самовозбуждающийся, или лавинный, процесс приводит к увеличению плотности тока на много порядков и может остановиться или замедлиться, вообще говоря, только по следующим причинам (или их совокупности):

1) Прекращение роста рассеиваемой в разряде электрической мощности из-за того, что дальнейшее увеличение x приводит к такому падению E , при котором становится невозможным рост j . При этом падение E может быть связано: а) с характеристиками внешней разрядной цепи (ее сопротивлением, индуктивностью или малой емкостью питающего конденсатора); б) с ростом при больших j приэлектродных падений напряжения U_0 .

2) Резкое замедление роста плотности тока из-за такого увеличения степени ионизации x и суммарного сечения ионов, при котором электроны начинают рассеиваться в основном ионами, а не атомами и λ становится обратно пропорциональным x .

3) Прекращение роста температуры из-за наступления равенства между мощностью, рассеиваемой в разряде электрическим током, и более быстро растущей с температурой мощностью излучения.

Экспериментальные данные о ходе во времени электрических характеристик (напряжения U на газовом промежутке и силы тока I в разряде, а также различных функций этих величин — мощности, крутизны тока и т. д.) в различных условиях могут позволить дополнить приведенную схему процесса, которую нельзя завершить чисто теоретическим путем из-за невозможности расчета ионизации до установления термического равновесия, а также потерь энергии из канала в окружающее пространство. Такие дополнения включают в себя:

а) определение характера и продолжительности возрастания I и $\frac{dI}{dt}$

и снижения U в течение самой нестационарной фазы описанного выше «лавинного» процесса;

б) выявление фактических причин приостановки этого лавинного процесса и характера разряда после приостановки.

Выполнение последней задачи путем осциллографирования электрических характеристик, вообще говоря, должно затрудняться тем, что даже после приостановки по одной из названных причин роста плотности тока и перехода разряда в «квазистационарное состояние» сила тока должна продолжать быстро увеличиваться из-за расширения канала. Например, в случае пробоя воздуха при атмосферном давлении первоначальный канал разряда имеет диаметр, равный диаметру стримера ($\sim 0,1$ мм¹¹⁸). Если лавинообразный процесс роста плотности тока j в канале до установления квазистационарного состояния продолжается, согласно грубым оценкам, 50 наносекунд^{112, 118} и расширение канала идет со скоростью ударных волн ($\sim 10^5$ см/сек, что соответствует скорости увеличения диаметра $\sim 2 \cdot 10^5$ см/сек), то за последующие 50 нсек после прекращения роста j диаметр d канала увеличивается на $\sim 0,1$ мм, т. е. сила тока и при постоянстве j продолжает возрастать со скоростью того же порядка, что и в течение лавинного процесса роста j (возможно, что вначале, при малых абсолютных значениях d , даже несколько быстрее).

Отсюда вытекает, что для решения поставленных вопросов с помощью осциллографирования электрических характеристик наибольшая информация может быть получена при экспериментах с разрядами, канал которых имеет искусственно ограниченный диаметр.

При значительном сопротивлении разрядного контура лавинный процесс нарастания тока должен, согласно уравнению (3), вызвать весьма быстрое снижение напряжения на разряде (величина $El + U_0$) до напряжения на дуге с силой тока, определяемой величиной U_0 и балластным сопротивлением R_b контура. Этот ход напряжения изображен кривой 1

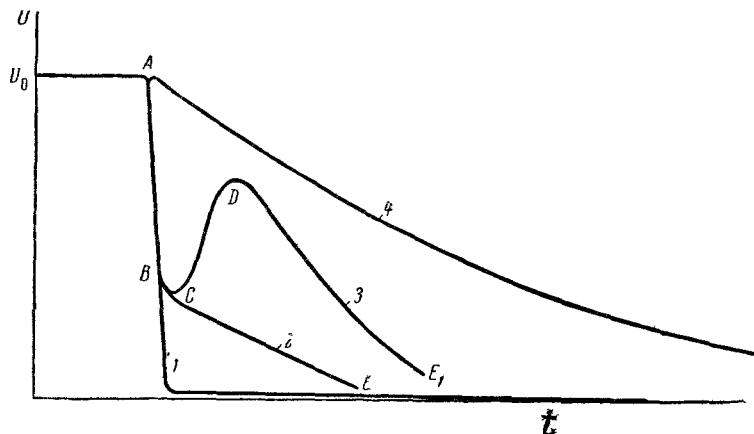


Рис. 1. Ожидаемый ход напряжения в импульсном разряде, питаемом от разрядного контура с большим активным сопротивлением (1), с достаточно малыми сопротивлением и индуктивностью и с большой емкостью (2 — случай неограниченного канала, 3 — случай канала ограниченного диаметра), а также в разряде с искусственно увеличенным расстоянием между электродами (4).

на рис. 1. При ничтожном активном сопротивлении R_b и достаточно большой емкости C шатающего конденсатора снижение напряжения на искровом промежутке вследствие бурного возрастания силы тока должно быть равно LdI/dt (L — индуктивность контура). Если L достаточно мало, чтобы при максимальной dI/dt , связанной с лавинообразным ростом j и последующим расширением канала, величина LdI/dt была существенно меньше начального напряжения на промежутке U_0 , то ход напряжения на промежутке в начале сильноточной стадии должен иметь вид, схематично показанный на рис. 1 участком ABC кривых 2 и 3. В случае неограниченного канала разряда можно ожидать, что дальнейший ход напряжения на промежутке будет соответствовать участку CE , отображающему постоянный разряд конденсатора при продолжающемся в течение длительного времени нарастании силы тока из-за расширения канала. Если же канал разряда имеет искусственно ограниченный диаметр, который достигается к моменту C , то при ранее дошедшей до максимума плотности тока j сила тока в этот момент также должна стать максимальной. При этом dI/dt должно стать равной 0 и напряжение на промежутке — подняться до точки D (этот процесс может быть не мгновенным, так как задержка расширения канала может происходить постепенно и увеличение напряжения на промежутке должно вызвать дополнительный рост j). По мере последующего разряда конденсатора напряжение должно пройти участок DE_1 .

Таким образом, получение осциллограмм напряжения при разряде с неограниченным каналом вида графика $ABCE$ должно свидетельствовать о возможности прекращения роста плотности тока не за счет одной

только недостаточной мощности источника питания (причина 1а), а, в совокупности с ней, и по одной из других трех названных выше причин. Получение же осциллограмм вида $ABCDE_1$ для разряда с каналом, ограниченным по диаметру в какой-то зоне, должно доказывать, что именно в этой зоне плотность тока имеет ограниченную величину. Если бы такой ход напряжения наблюдался при ограниченном диаметре области разряда около одного из электродов (вследствие малой площади открытой части электрода), то это доказывало бы существование предела плотности тока в этой области и необходимость для получения больших λ увеличения соответствующего приэлектродного падения напряжения (причина 1б). Отсутствие влияния площади электродов и получение осциллограммы вида $ABCDE_1$ при ограничении столба разряда стенками окружающей его трубы доказывало бы, что главную роль играют причины 2 и 3. Соответствующие осциллограммы силы тока должны позволить произвести абсолютную оценку величины максимальной плотности тока и тем самым — уточнить роль каждой из этих двух причин.

Искусственное увеличение длины разрядного канала (за счет предварительной ионизации газового промежутка вспомогательным источником напряжения, особенно эффективной в случае разряда в инертных газах¹³², который используется в трубчатых импульсных лампах, или применения импульсного разряда в парах предварительно взрываемой током длиной металлической проволочки^{30, 43, 75, 85, 128, 139, 174, 214}) позволяет существенно снизить начальный продольный электрический градиент в канале. При этом в случае действия причин 2 или 3 максимальные плотность и сила тока должны быть значительно меньшими, чем для коротких искровых промежутков. Соответственно участок осциллограммы напряжения $ABC\bar{D}$ кривой 3 при небольших L должен выродиться в весьма небольшой зубец (кривая 4 на рис. 1). После этого малозаметного зубца ход напряжения должен быть подобен ходу напряжения на медленно меняющемся активном сопротивлении, через которое разряжается конденсатор.

Аналогичный ход, в принципе, могло бы иметь напряжение и на коротком искровом промежутке, если бы индуктивность разрядного контура была настолько мала, что $L dI/dt$ было бы $\ll U_0$ при наибольшей крутизне тока, вызываемой лавинным процессом термоионизации в первоначальном канале и последующим расширением канала.

Картина изменения напряжения на разряде должна быть особенно близка к случаю разряда конденсатора через постоянное сопротивление при свойственном трубчатым импульсным лампам постоянстве диаметра канала, ограниченного стенками достаточно узкой разрядной трубы. Последнему виду разряда поэтому можно было бы приписывать некоторое постоянное эффективное омическое сопротивление.

2.2. Экспериментальные материалы

2.2.1. Процесс лавинообразного нарастания плотности тока. Еще в 1927—1928 гг. Роговский и его сотрудники^{156, 157} установили, что напряжение на искровом разряде, питаемом от контура с большим омическим сопротивлением (тысячи ом), сразу после начала пробоя «проваливается» в течение нескольких десятков наносекунд (иногда с коротким перерывом ~ 1 мксек) с нескольких киловольт до ничтожных значений, примерно соответствующих напряжению на дуговом разряде (сотня вольт). Явление «провала» напряжения при пробое стало впоследствии предметом многих экспериментальных исследований. Бусс¹⁷, Круг⁸², Керманн⁷⁸ и Кюн⁸⁴ занимались изучением ступени

напряжения — перерыва в его бурном падении, возникающей на уровне 60—85% начального напряжения и длящейся несколько десятых долей мксек. Согласно представлениям, изложенным в¹²⁶, эта ступень связана с существованием кратковременной фазы диффузного тлеющего разряда, предшествующей в некоторых случаях (при малых перенапряжениях) формированию контрагированного канала высокоионизованной плазмы. Во всех перечисленных работах кроме последней наблюдение ступени осуществлялось при питании разряда от контура с высоким активным сопротивлением. При этом сила тока в этой фазе разряда составляла незначительную величину, $\sim 1 \text{ а}$. В работе Межуевой, Стекольникова и Эфендиева¹³⁴, специально посвященной изучению хода провала напряжения для разрядов, питаемых от контуров с малым активным сопротивлением и индуктивностью 0,05—2,9 мкгн, а также в работе Абрамсона и Маршака³, использовавших контур с ничтожными сопротивлением и индуктивностью, $\sim 0,1 \text{ мкгн}$, ступень тлеющего разряда обнаружена не была. Не упоминается наличие ступени и в работе Абрамсона и Гегечкори¹, в которой активное сопротивление контура было ничтожно мало, а его индуктивность варьировалась в пределах от 2 до 64 мкгн. Однако последнее исследование Кюна⁸⁴ доказало существование соответствующей ступени при пробоях с малым перенапряжением даже в случае ничтожно малого активного сопротивления контура и его индуктивности 3,6 мкгн, при которой сила тока в разряде к концу ступени доходит до 10—100 а*). Повышение перенапряжения до нескольких процентов (тем меньше, чем выше давление газа и длина промежутка) приводит к уменьшению длительности, а затем — к полному исчезновению ступени, т. е. формированию контрагированного канала с быстро развивающейся в нем термической ионизацией в ранней фазе пробоя (прежде чем сила тока в диффузном разряде превысит величину $\sim 10^2 \text{ а}$). Вопрос о зависимости ступени от мощности питающего контура и возможности ее появления при индуктивностях контура существенно меньших, чем это было у Кюна, остается пока открытым.

Все названные работы, а также работа Андреева и Ванюкова⁷ приблизительно одинаково оценивают порядок продолжительности $t_{\text{пр}}$ наиболее крутой части провала напряжения (10⁸ сек). Вместе с тем конкретные значения этой величины у разных авторов расходятся в несколько раз. В работе¹³⁴ для разрядов в воздухе при атмосферном давлении были получены для $t_{\text{пр}}$ значения от 1,5 до 17,6 нсек, причем авторы работы отмечают большой разброс $t_{\text{пр}}$ от опыта к опыту. В данной работе отмечается существование нескольких «резонансных» начальных напряжений на газовом промежутке, вблизи которых $t_{\text{пр}}$ якобы уменьшается в несколько раз по сравнению с обычным $t_{\text{пр}} \sim 10 \text{ нсек}$, получаемым для того же контура при других значениях U_v . Явления «резонанса» и разброса $t_{\text{пр}}$ не подтверждаются другими работами; можно полагать, что они связаны с ошибками эксперимента**).

*) Кюн высказывает предположение о том, что столь большая сила тока, а также замеченный им рост тока на протяжении ступени противоречат существованию таунсендовского механизма разряда в этой фазе. Однако то и другое вполне можно вывести, основываясь на расчетах Дэвидсона (см. 126), исходящих из представления о воздействии на таунсендовские а- и Г-ионизации объемного заряда, т. е. по существу в рамках механизма Таунсенда (без представлений о контрагированном канале и термической ионизации).

**) Ошибки могли быть связаны, например, с применением поджигающей искры, в зависимости от положения и интенсивности которой основной разряд мог развиваться в условиях различного эффективного перенапряжения. Следует одновременно отметить еще ряд неточностей в работе¹³⁴: отмечается ранее обнаруженный в³ переход от крутого хода напряжения к пологому, а вместе с тем приводятся обширные количественные данные об уровне этого перехода (величина «К»); говорится о неоднознач-

В позднейшей работе Кюна⁸⁴ для воздуха при атмосферном давлении получено $t_{\text{пр}} = 30 \text{ нсек}$, а при давлении 250 мм рт. ст. — 100 нсек. Для водорода оно ~ в 3 раза меньше, чем для воздуха, хотя предшествующее провалу небольшое плавное снижение напряжения имеет для водорода значительно более выраженный характер. Кюн связывает это с меньшим начальным электрическим градиентом при пробое в водороде и соответственно с более медленным выделением в разряде энергии, необходимой для начала термической ионизации. На рис. 2 приведены полученные путем одновременного осциллографирования тока и напряжения графики мощности, рассеиваемой в разряде⁸⁴, подтверждающие, что одинаковая мощность для водорода получается при удвоенном давлении.

В работе Андреева и Ванюкова⁷, выполненной при весьма низкой индуктивности разрядного контура (~10 нГн), время бурного нарастания плотности тока оценивается величиной ~6—8 нсек.

Еще более короткие времена провала напряжения получаются при больших перенапряжениях на искровом промежутке. В работах Флетчера⁵³ и Розе¹⁶¹ было установлено, что при перенапряжении в несколько сот процентов продолжительность всего процесса пробоя от начала ионизации до завершения провала составляет доли наносекунды. Розе, работавший с короткими искровыми промежутками (0,03—0,11 мм) в контуре с весьма малой емкостью (130 мкмкФ) и ничтожной индуктивностью (~0,6 нГн) при крутизне фронта напряжения 0,75—2,5 кВ/нсек и максимальных перенапряжениях до 300%, нашел, что время образования термически ионизованной плазмы может составлять 0,2 нсек и что, по-видимому, эта малая величина еще не является пределом.

Таким образом, полная картина зависимости продолжительности лавинообразного нарастания плотности тока и связанного с ним провала напряжения на искровом промежутке от параметров промежутка и искрового контура до сих пор отсутствует *). Однако имеющиеся экспериментальные материалы вполне согласуются с ранее упомянутыми ориентировочными расчетами^{112, 117, 118}, оценившими время, в течение

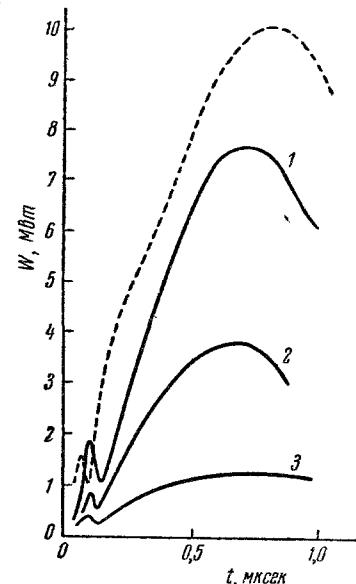


Рис. 2. Графики мощности, рассеиваемой в разряде при пробое в воздухе (пунктир, давление $p=750 \text{ мм рт. ст.}$, $U=35,3 \text{ кв}$) и водороде (сплошные линии)

1 — $p=1500 \text{ мм рт. ст.}$, $U_0=32,5 \text{ кв}$; 2 — $p=1000 \text{ мм рт. ст.}$, $U_0=25 \text{ кв}$; 3 — $p=500 \text{ мм рт. ст.}$, $U_0=13,5 \text{ кв}$. $C=0,06 \text{ мкФ}$, $L=3,6 \text{ мгн}$. Расстояние между электродами $l=11,7 \text{ мм}$ ⁸⁴.

ном влиянии на « K » формы электродов и тут же — об увеличении « K » для заостренных электродов; данные о влиянии индуктивности и емкости контура на период T собственных колебаний напряжения противоречат классической формуле $T=2\pi\sqrt{LC}$; неправомочны выдаваемые за математический анализ вопроса расчеты тока и энергии в искре на основе замены осциллограммы напряжения экспонентой, отличающейся от осциллограммы в наиболее важной области больших t в несколько раз.

*) Следует указать, что в¹⁶¹ имеется ссылка на неопубликованную работу Майнка, в которой исследовались пробои без перенапряжения, также при очень малых емкости (113—840 мкмкФ) и индуктивности (1,8—5,8 нГн) питающего контура. При этом времена провала оказались $\geq 0,8 \text{ нсек}$ (верхняя граница не приводится), что можно рассматривать как дополнительное указание на рост скорости провала с уменьшением индуктивности.

которого в условиях статического пробоя степень ионизации доходит до нескольких процентов (ниже мы увидим, что такое значение x соответствует прекращению лавинного роста плотности тока), величиной порядка нескольких десятков $\mu\text{сек}$. В условиях импульсного пробоя с большим перенапряжением и малой индуктивностью разрядного контура это время, естественно, должно сильно сократиться.

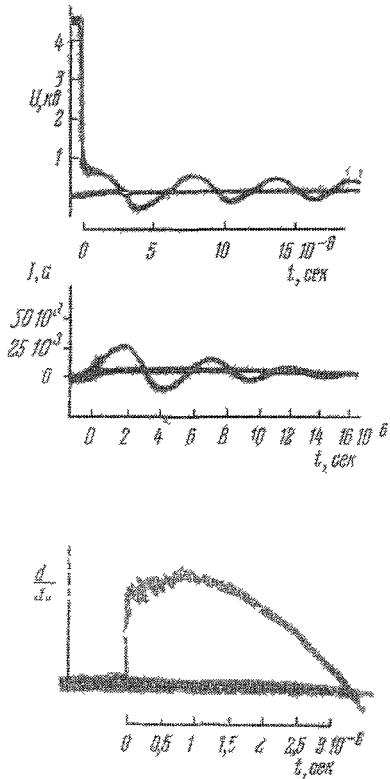


Рис. 3. Образцы осциллограмм U , I , dI/dt для разряда с неограниченным каналом.

Воздух, $p=760$ м.м. рт. ст., $l=1,5$ м.м., $C=6$ мкФ, $U_0=4,5$ кв, $L=0,16$ мкгн ^{3,117}

тока весьма быстро приходят в соответствие с обычными дугами переменного тока, питаемой от контура LC . Здесь прекращение роста плотности тока также, несомненно, связано в основном с причиной 1а, хотя между моментами окончания «провала» и установления обычного дугового разряда имеется короткий переходный период расширения канала.

Как показали работы ^{7, 8, 117, 3}, совершившиеся другие процессы имеют место в случае пробоя газа при ничтожно малом активном внешнем сопротивлении разрядного контура, малой его индуктивности и большой емкости питающего конденсатора. На рис. 3 приведены образцы осциллограмм напряжения, силы тока и производной силы тока по времени (крутизны), полученные при пробое в воздухе. Ход напряжения U на этом рисунке хорошо согласуется с кривой 2 на рис. 1, относящимся к разряду, в котором за время «провала» напряжения достигается предельная плотность

2.2.2. Прекращение лавинообразного нарастания плотности тока. Прекращение нарастания плотности тока в момент окончания провала напряжения при разряде с большим активным балластным сопротивлением R_b должно быть связано главным образом с причиной 1а — уменьшением продольного электрического градиента из-за характеристики внешней разрядной цепи. Разряд в этот момент принципиально не отличается от обычной дуги, хотя и характеризуется повышенными плотностями тока ($\sim 10^4$ а/см²) и газа. В последующие моменты времени канал разряда расширяется и плотности тока и газа приходят в соответствие с обычными дуговыми значениями. При этом снижается сопротивление разряда, но так как оно уже сразу после провала было значительно меньше, чем R_b , то это почти не оказывается на силе тока. Весь процесс в целом соответствует схеме, изложенной при описании кривой 1 на рис. 1.

Близкой к этому является картина при малом активном и значительном реактивном сопротивлении контура ^{1, 3, 67, 117}. В этом случае напряжение на промежутке в ходе лавинообразного возрастания плотности тока «проваливается» до 200—300 в, после чего его дальнейший ход, а также ход силы

тока при значительном остающемся на разряде напряжении U_i , а сила тока продолжает увеличиваться после «провала» с почти постоянной производной dI/dt за счет последующего расширения канала. Увеличение $U_0 - U$ после максимума dI/dt , очевидно, связано с уже значительным к этому времени разрядом конденсатора $\left(\frac{1}{C} \int_0^t I dt\right)$.

Напряжение U_i , остающееся на промежутке к моменту окончания «провала», согласно экспериментальным данным, увеличивается с уменьшением индуктивности разрядного контура и увеличением U_0 и расстояния между электродами (эта зависимость U_i от параметров согласуется с представлениями об ограничении плотности тока и о механизме расширения канала — см. § 3.2). Опыты по выявлению причины существования предельной плотности тока путем ограничения различных областей разряда показали, что ограничение рабочих поверхностей катода или анода (соответствующий электрод почти весь заливался изолирующим материалом, так что открытой оставлялась только поверхность металла $\sim 0,05 \text{ mm}^2$) не приводит к существенному изменению вида осциллограмм. Это доказывает, что плотность тока не ограничивается в приэлектродных областях (получались значения $\sim 4 \cdot 10^7 \text{ a/cm}^2$ в согласии с работами по определению плотности тока в катодном и анодном пятнах 12, 23, 24, 33, 56-58, 175, 176) и что большая разность потенциалов между электродами после окончания провала не сосредоточивается в приэлектродных падениях (причина 16). Напротив, ограничение диаметра столба разряда стенками окружающего его капилляра приводит к получению осциллограмм совершенно нового вида (рис. 4). Ход напряжения на этом рисунке хорошо согласуется с кривой 3 на рис. 1, относящейся к разряду, в котором после «провала» U достигается предельная плотность тока, а после заполнения каналом внутреннего сечения капилляра — также и предельная сила тока. Соответствующий

вид имеют также осциллограммы I и dI/dt . При уменьшении диаметра капилляра седло BC (рис. 1) становится более узким, а горб D — более высоким.

Таким образом, эксперимент подтвердил наличие некоторой предельной «плотности тока насыщения» $j_{\text{нас}}$, определяемой явлениями в столбе

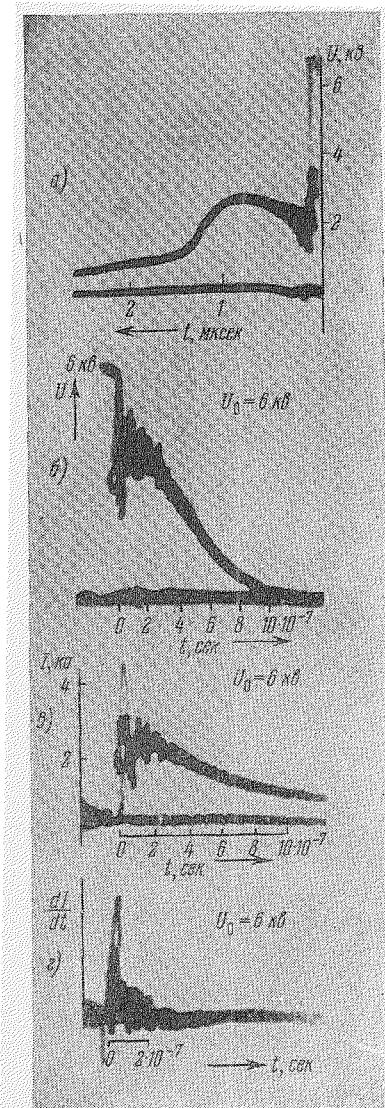


Рис. 4. Образцы осциллограмм U , I , dI/dt для разряда в капилляре (воздух, 760 мм рт. ст.)
 a) $C=6 \text{ мкФ}$, $U_0=6,8 \text{ кв}$, $L=0,16 \text{ мкен}$,
 диаметр капилляра $d=0,6 \text{ мм}$,
 $t=3 \text{ мкм}$; б) — в) $C=0,25 \text{ мкФ}$,
 $U_0=6 \text{ кв}$, $L=0,08 \text{ мкен}$, $d=0,2 \text{ мм}$,
 $t=5 \text{ мкм}$ 3,117.

разряда (возможные причины 2 или 3). Сводка количественных оценок $J_{\text{нас}}$ и соответствующих значений электрического градиента E (без учета приэлектродных падений напряжения) и удельного сопротивления $Q = -E/j$ плазмы столба разряда, полученных из различных экспериментальных данных об осциллограммах тока и напряжения (или эквивалентных других данных) и о диаметре столба (диаметр капилляра или диаметр канала, измеренный путем скоростного фотографирования), приведена в табл. I.

Таблица I
Сводка экспериментальных электрических характеристик
мощных разрядов после «провала» напряжения

Автор	Литература	Газ	Давление, см.	Длина разряда, мм	Диаметр капилляра, мм	I , мА/см	$j_{\text{нас}}$, 10^5 а/см 2	E , в/см	Q , 10^{-3} ом·см
1. Абрамсон, Маршак	3	Воздух	1	5	0,2—0,6	0,1	60	6000	1
2. Фишатрик, Хаббард, Таллер	51	»	1	4	0,3	0,01	17	2500	1,5
3. Огурцова, Подмошенский	142, 143	»	1	10	2	1,5 *)	4	1000	2,5
4. Маршак	117, 118	»	1	3	—	0,1	30	6000	2
5. Абрамсон, Гегечкори	1, 63	»	1	3	—	2—64	1,2—4	430—1270 **)	4—2,7
6. Глазер, Зауттер	67	Аргон	0,5	47	—	0,9	0,1	200	20
7. Комельков, Парфенов	60	Воздух	1	30	—	0,07	90	6000	0,7
8. Кюн	83	»	1	11,7	—	3,6	0,5—13	1000—4000	20—3
9. Андреев, Ванюков	7, 8	»	1	8,4	—	0,015	20—50	6000—15000	3
10. Маршак, Щукин	131	Ксенон и аргон с водородом	3	5	—	0,01—0,08	40	5000	1,3

*) Искусственная линия из четырех конденсаторов по 100 $\mu\text{ф}$, разделенных индуктивностями по 1,5 $\mu\text{гн}$.

**) По данным о зависимости напряжения на промежутке от длины оценены приэлектродные падения, учтенные при расчете E .

Из табл. I видно, что: 1) значения $J_{\text{нас}}$ и Q для неограниченного канала, вытекающие из экспериментальных данных различных авторов, имеют одинаковый порядок величины, хотя и различаются между собой в несколько раз, что может быть приписано различным методам измерения ширины канала. Этот порядок величин совпадает с тем, который получается для разрядов с ограниченным каналом, хотя значения Q для неограниченного канала лежат в среднем несколько выше, чем для разряда в капилляре; 2) наблюдается уменьшение Q и увеличение $J_{\text{нас}}$ при возрастании E ; 3) род газа мало влияет на величины Q и $J_{\text{нас}}$.

К данным табл. I целесообразно присоединить обширный экспериментальный материал по электрическим характеристикам трубчатых импульсных ламп. В этих лампах первоначальный узкий канал разряда, возникающий под действием вспомогательного высоковольтного импульса,

обычно за несколько *мсек* успевает более или менее однородно заполнить все внутреннее сечение разрядной трубки ⁹¹. При достаточно большой емкости питающего конденсатора время расширения канала ничтожно мало по сравнению с остальной длительностью разряда, в течение которой характеристики канала меняются весьма медленно и разряд можно рассматривать как квазистационарный.

Являясь аналогом рассмотренного выше короткого искрового разряда в воздухе с каналом, ограниченным стенками капилляра, разряд в трубчатых импульсных лампах обладает следующими существенными отличительными чертами:

1) Он протекает в инертных газах, для которых характерен эффект Рамзауера¹⁵³: малое сечение рассеяния атомами электронов со скоростями, соответствующими температуре $\sim 10\ 000^{\circ}$ К. Вследствие этого в нем уже при сравнительно малой степени ионизации ($x \sim 10^{-4}$) суммарное сечение ионов начинает превышать суммарное сечение атомов ¹¹⁹. При дальнейшем увеличении x главную роль играет рассеяние электронов ионами, а не атомами, что приводит к прекращению при $x \sim 10^{-4}$ прямой зависимости плотности тока от степени ионизации (причина 2 возможного замедления бурного роста j).

2) Благодаря применению зажигания вспомогательным высоковольтным импульсом (особенно эффективным в инертных газах ¹²⁶), в трубчатых импульсных лампах искусственно увеличена на 1–2 порядка длина разрядного канала (по сравнению с искровым разрядом в молекулярных газах при равных напряжениях питания). Тем самым в них значительно снижен начальный продольный электрический градиент. Как было указано в § 2.1, при этом можно ожидать более низких максимальных плотности и силы тока, ограничиваемых причинами 2 и 3. Достижение этих пониженных предельных значений возможно при относительно больших индуктивности и сопротивлении разрядного контура.

3) Сравнительно низкие значения электрического градиента и силы тока соответствуют настолько низкой электрической мощности, рассеянной в 1 см разрядного канала, что последняя может в течение значительного времени воздействовать на стенки разрядной трубки, не вызывая ее разрушения. Это позволяет получать за счет увеличения емкости конденсатора продолжительность квазистационарного разряда в трубчатых лампах, на несколько порядков большую, чем длительность короткого искрового разряда в капилляре. Тем самым значительно облегчается детальное исследование этого разряда.

Первые же экспериментальные данные об электрических характеристиках трубчатых импульсных ламп (табл. II) показали, что ход напряжения на них при обычных небольших R_b и L разрядного контура соответствует кривой 4 на рис. 1, близкой к экспоненте с показателем степени $-t/RC$, где C — емкость питающего конденсатора, а R — сопротивление столба разряда, рассчитанное по формуле

$$R = \frac{qI}{\pi r^2} \quad (4)$$

(l — расстояние между электродами, r — внутренний радиус трубки, q — приблизительно одинаковая для разных ламп и разных режимов питания величина, которая может быть названа удельным сопротивлением столба разряда). Значения q для этих ламп близки между собой и на порядок превышают значения q для коротких разрядов, приведенные в табл. I.

Отсутствие заметного «провала» напряжения на осциллограммах разряда в трубчатых импульсных лампах следует из оценки крутизны силы тока ($\sim 10^7$ а/сек при лавинном возрастании j до $\sim 3 \cdot 10^3$ а/см² в канале

$\varnothing 0,2$ мм за время $\sim 10^{-7}$ сек; $5 \cdot 10^7$ а/сек при расширении канала $\varnothing \sim 1$ мм со скоростью 500 м/сек^{21, 91}) и обычных индуктивности L и активного сопротивления R_b разрядного контура (~ 1 мкгн, 0,01 ом). Соответственно величины $L dI/dt$ и $R_b I$ имеют порядок десятка вольт и, таким образом,

Таблица II

Первые (в основном усредненные по времени) данные некоторых авторов, о сопротивлении трубчатых импульсных ламп пересчитанные на Q по формуле (4)

Автор	Литература	Газ	Давление, мм рт. ст.	r , мм	l , мм	E^* , в/см	$Q \cdot 10^2$, ом см
1. Лапорт	87	Неон	5	3	100	200	0,9
2. Лапорт	87	Аргон	5	3	100	200	1,3
3. Мерфи и Эджертон . .	34, 35, 140	Аргон, ксенон	50—300	3,5—7	100—300	175	1,1—3
4. Вульфсон	215	Неон, аргон, криптон	5—10	0,8—5	50—500	30—130	3
5. Карлсон и Притчард	19	Ксенон	100	2,2	400	50	3
6. Вармольц и Хельмер	205 ^б	»	200	2	200	200	1,6
7. Олдингтон и Мидоу-крофт	4,5	»	60	5,5	460	44	1,5
8. Майер	133	Аргон	200	5	800	100	1,7—4,2
9. Глазер и Зауттер . .	67	Ксенон	190	2	300	100	4,5
10. Честермен и Глэгг . .	20	»	200	1,5	128	80	1
11. Андо и Мацуока . .	6	»	50—300	2,5	150	17	2,6
12. Леконт и Эджертон . .	91	»	300	2	76	118	1,14

*) В этом столбце для большинства работ приведены начальные значения градиента без учета приэлектродных падений. Только для работ Честермена и Глэгга и Леконта и Эджертона, в которых использовались конденсаторы малой емкости, значительно разряжавшиеся к моменту заполнения плазмой разрядной трубки, приведено мгновенное значение E при максимуме силы тока.

ничтожно малы по сравнению с обычно используемыми напряжениями питания импульсных ламп. Поэтому они должны давать на осциллограммах напряжения малозаметный зубец вроде показанного на кривой 4 рис. 1.

Вместе с тем качественно единый характер импульсного разряда в трубчатых импульсных лампах и короткого искрового разряда в капиллярах наглядно подтверждается экспериментом в случае питания первых от контуров со значительными внешними L и R_b , при которых $L dI/dt$ и $R_b I$ становятся сравнимыми с U_0 . Так, например, в работе⁶⁷ при включении последовательно с трубчатой лампой индуктивности 3300 мкгн наблюдались осциллограммы напряжения, подобные кривой 3 на рис. 1. В работе¹²⁷ при включении балластного сопротивления 48 ом осциллограммы напряжения были похожи на кривую 1 рис. 1.

Аналогичные данные могут быть получены еще для одной формы импульсного разряда с искусственно удлиненным каналом—разряда в парах взрываемой электрическим током металлической проволочки. Еще первые исследования электрических характеристик такого разряда^{3, 117, 214} подтвердили, что ход напряжения на этом разряде соответствует кривой 4 рис. 1. Последующие работы Соболева¹⁷⁴, Кварцхава, Плотто, Чернова и Бондаренко⁸⁵, Мюллера^{43, 139}, Давида³⁰ и Маршака¹²⁸, в которых исследовались процессы зажигания и расширения канала импульсного газо-

шого разряда в парах металла и его электрические характеристики, показали, что этот разряд весьма близок к разряду в трубчатых импульсных лампах. Например, из теплеровских снимков с применением затвора Керра, полученных в работе ¹³⁹, видно, что газовый разряд возникает в виде тонкого светящегося шнурка приблизительно через 2 мксек после взрыва медной проволочки *). К этому времени уже сильно разреженный пар металла заполняет цилиндр диаметром ~ 6 мм, окаймленный, как стенками трубы, весьма плотным фронтом ударной волны. Еще через ~ 3 мксек шнур газового разряда заполняет всю цилиндрическую полость внутри фронта ударной волны, диаметр которого увеличивается до ~ 8 мм. Сопоставление полученных в работе ¹²⁸ осциллографических данных о токе и напряжении в импульсном газовом разряде в парах металла с соответствующими данными о расширении его канала позволило установить, что среднее удельное сопротивление плазмы разряда q приблизительно равно $0,008 \text{ ом} \cdot \text{см}$ при среднем электрическом градиенте $E \sim 250 \text{ в/см}$ независимо от рода металла и диаметра проволочки. Таким образом, в условиях разрядов с искусственно удлиненным каналом величина q в случае неограниченного разряда в парах взрываемой проволочки имеет тот же порядок, что и в случае ограниченного разряда в трубке с инертным газом.

2.2.3. О б щ и й х а р а к т е р з а в и с и м о с т и q о т E . Подробное исследование зависимости мгновенной величины удельного сопротивления q плазмы разряда, определенной по формуле (4), от конструктивных данных лампы и параметров питающего контура осуществлено в работах ^{124, 127, 131}. На рис. 5 приведены образцы полученных в этих работах вольт-амперных характеристик разряда. Отдельные ветви характеристик с положительным наклоном (относящиеся к квазистационарному разряду) сливаются при разных C и U_0 в одну общую линию. Это доказывает существование для определенной лампы единой функции $q=f(E)$, на которую не влияет предшествовавшее состояние плазмы. Участок этой линии с почти постоянным отношением U/I (постоянным сопротивлением лампы) описывает основную часть разряда, в течение которой в лампе рассеивается 80—90% энергии из конденсатора. Исследования выявили, что сопротивление лампы при квазистационарном разряде отклоняется от величины, соответствующей единой функции $q=f(E)$, только в одном случае —

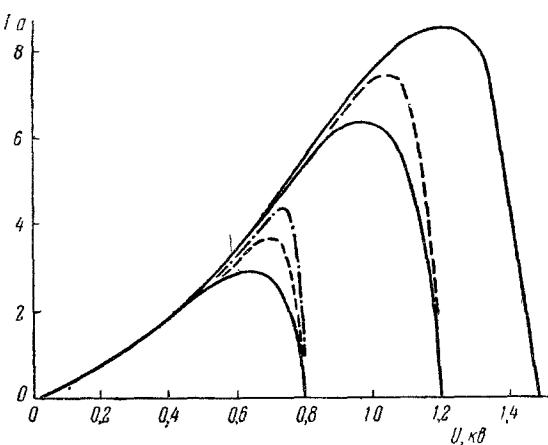


Рис. 5. Образцы вольт-амперных характеристик. Ксенон, $p=100$ мм рт. ст., $l=7$ см, $r=0,17$ мм; $C=0,1$ мкФ, $0,25$ мкФ, $0,5$ мкФ, $U_0=0,8$, ^{124, 127, 131}

*) Согласно работе Соболева ¹⁷⁴, при использовании вольфрамовой проволочки газовый разряд может начинаться до ее полного испарения за счет шунтирующего проволочку пробоя окружающего газа. Этот пробой подготавливается весьма интенсивной термоэмиссией нагретой до высокой температуры тугоплавкой проволочки. Хотя дальнейшее развитие разряда несколько отличается от разряда в парах легкоплавкой проволочки (пары вольфрама медленно расширяются внутри цилиндрической ударной волны), но на электрических характеристиках это существенно сказываться не должно.

в ранней стадии разрядов при последовательном включении значительного балластного сопротивления. Расчет потока тепла через стенки трубы¹²⁷ показывает, что в этом случае разряд в течение некоторого времени (тем большего, чем больше R_b) не должен заполнять все сечение трубы. Тем самым аномальные значения Q , вычисленного по формуле (4), объясняются неправомерностью этой формулы.

На рис. 6 представлено несколько графиков зависимости Q от E , полученных путем соответствующего пересчета линий, в которые сливаются ветви вольт-амперных характеристик с положительным наклоном.

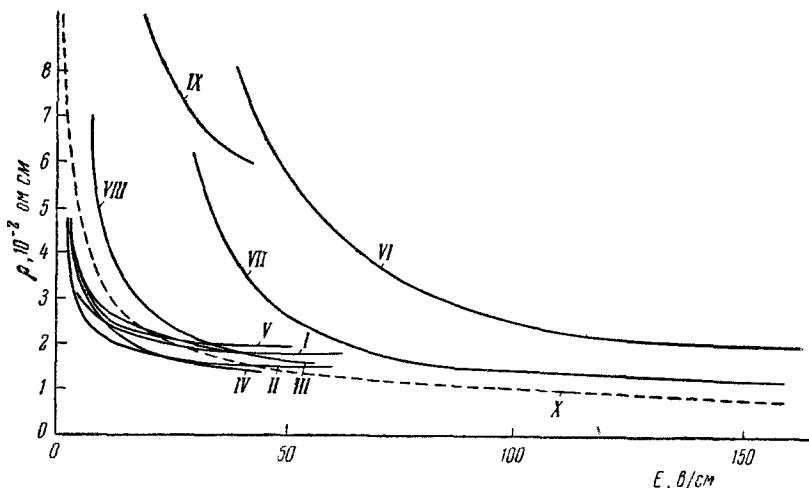


Рис. 6. Графики зависимости Q от E для ламп с различными внутренними диаметрами разрядной трубы и наполнениями.

№ кривой	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
$l, \text{ см}$	50	50	29	36	36	7	7	100	100	
$r, \text{ мм}$	1	2,3	3,3	2	3,8	0,25	0,25	7	7	
Газ	Кг	Кг	Кг	Кг	Кг	Xe	Xe	Xe	Xe	
$p, \text{ мм рт. ст}$	100	100	100	100	100	600	100	120	120	
$R_b, \text{ ом}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0,67-48	$Q = \frac{0,1}{\sqrt{E}}$

Кривые I-V и VIII относятся к трубчатым импульсным лампам с обычными сравнительно широкими разрядными трубками, а кривые VI и VII - к лампам с капиллярной разрядной трубкой. Кроме того, здесь же приведен график IX, полученный путем пересчета экспериментальных значений напряжения $U_{\text{п}}$ на лампе сразу после прекращения существующего при больших R_b резкого спада напряжения, вызванного включением в разрядный контур различных балластных сопротивлений. При этом соответствующая сила тока рассчитывалась по формуле $I_{\text{п}} = \frac{U_0 - U_{\text{п}}}{R_b}$. Последний график дает явно завышенные значения Q , которые в более поздние моменты времени переходят на график VII - тем быстрее, чем меньше R_b или больше U_0 .

Из графиков I-V следует, что практически единичная функциональная зависимость между мгновенными значениями Q и E существует не только для определенной лампы, но и для одинаково наполненных ламп различной

не слишком малой длины и с различными внутренними диаметрами разрядной трубки в пределах от 2 до 8 мм. Аналогичные измерения для ламп с теми же размерами разрядных трубок, но с другими наполнениями показали¹²⁴, что замена криптона ксеноном повышает q всего на $\sim 15\%$, а замена его аргоном снижает q на $\sim 10\%$. Снижение давления со 100 до 25 мм рт. ст. уменьшает q только на 10—20%.

Сравнение наиболее точно измеренных значений q для ламп с $r=1$ и 2, 3 мм (кривые I и II) показывает, что q несколько (на $\sim 20\%$) возрастает с уменьшением диаметра. Увеличение q при уменьшении r в области малых E подтверждается ходом полученных в другой работе¹³¹ кривых VI и VII для весьма узких ($r=0,25$ мм) капиллярных ламп. Вместе с тем в области больших E (≥ 100 в/см) различие между q для капиллярных и для более широких ламп становится небольшим.

Менее точно измеренная кривая VIII лежит достаточно близко к кривым I—V, чтобы считать расхождение между ними находящимся в пределах экспериментальных ошибок. Это говорит о том, что практически единая функциональная зависимость q от E , о которой говорилось при рассмотрении кривых I—V, по-видимому, выполняется и при внутренних диаметрах трубки, превышающих 8 мм, по крайней мере до 14 мм.

В работе Леконта и Эджертона⁹¹ было проведено сопоставление сопротивления канала разряда в трубчатой импульсной лампе с площадью его сечения, определявшейся путем скоростного фотографирования канала со стороны торца. Оно осуществлялось в различные моменты расширения канала и последующей затухающей пульсации его диаметра, вызванной отражениями волн сжатия от стенок трубки. Это сопоставление показало, что сопротивление канала остается с точностью до экспериментальных ошибок строго пропорциональным обратной величине площади сечения канала до тех пор, пока напряжение на питающем конденсаторе не снижается на значительную величину. Тем самым было доказано, что единое значение удельного сопротивления q при данном градиенте E присущее не только лампам с разными диаметрами трубки после однородного заполнения их сечения плазмой, но и одной и той же лампе при различных диаметрах канала, не заполняющего сечение трубки.

Мы приходим, таким образом, к выводу о целесообразности введения какой-то универсальной функции $q=f(E)$, которая в большинстве случаев с умеренной погрешностью могла бы быть применена для расчета мгновенного сопротивления установившегося квазистационарного разряда в любой трубчатой импульсной лампе с любыми размерами и наполнением. Значения R , существенно отличающиеся от таким образом рассчитанных величин, должны наблюдаться только для весьма узких капиллярных ламп при сравнительно малых значениях E (ниже 100 в/см), а также для ламп, питаемых через балластное сопротивление, вскоре после прекращения резкого спада напряжения и установления квазистационарного разряда. Разумеется, намного более высокие значения R должны получаться и для ламп, в которых из-за малой емкости питающего конденсатора канал разряда не успевает заполнить все сечение разрядной трубки.

Из рис. 6 и приведенных выше экспериментальных данных следует, что для грубой оценки эффективного сопротивления ксеноновой импульсной лампы с не слишком узкой разрядной трубкой при наиболее часто встречающихся начальных электрических градиентах ~ 50 в/см можно пользоваться универсальным значением $q=0,02$ ом·см. Соответствующее значение для криптоновых ламп: $q=0,017$ ом·см. Для более точного расчета мгновенных сопротивлений ламп в более широком диапазоне изменения электрического градиента вместо постоянного значения q нужно брать q , несколько убывающее с увеличением E . Как показывает график X

на рис. 6, подходящая функция может быть выражена эмпирической формулой

$$Q = \frac{0,1}{\sqrt{E}}. \quad (5)$$

С эмпирической зависимостью $Q = f(E)$, найденной по данным о мгновенном сопротивлении трубчатых импульсных ламп в стадии квазистационарного разряда и экстраполированной в область больших E , можно сопоставить приведенные в § 2.2.2 данные об удельном сопротивлении плазмы короткого искрового разряда и разряда в парах взрываемой током металлической проволочки после установления в них плотности тока насыщения.

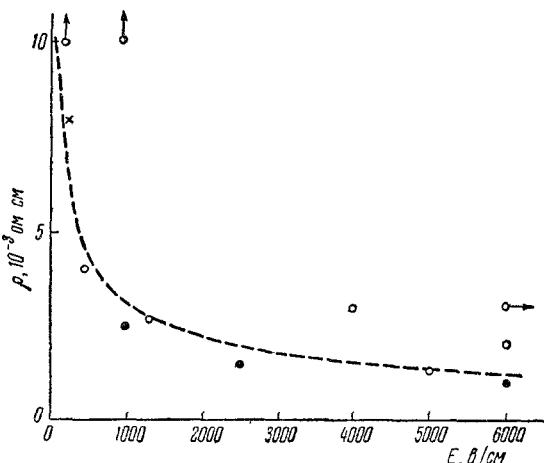


Рис. 7. Сравнение эмпирической зависимости (5) с экспериментальными данными для короткого искрового разряда и разряда в парах взрываемой током проволочки.

Кружки — короткий искровой разряд (зачерненные — в капилляре, не зачерненные — с неограниченным каналом), крестик — разряд в парах проволочки

амперной характеристике могут пытаться и от других источников напряжения. Такой разряд характеризуется по сравнению с конденсаторным разрядом гораздо большей длительностью (около 1/200 сек для сети с частотой 50 гц) и совершенно отличным временным ходом напряжения (близким к синусоидальному). Тем не менее осциллографирование тока и напряжения при таких разрядах показало, что вскоре после зажигания лампы ее сопротивление может быть рассчитано с достаточной точностью по формулам (4) и (5). Это еще раз доказывает универсальный характер представленных данными формулами физических зависимостей.

По существу, аналогичный разряд имеет место и в появившихся недавно трубчатых ксеноновых лампах непрерывного горения мощностью в десятки квт^{96, 102, 103, 105, 130, 130а, 165}. В отличие от режима одиночных вспышек небольших импульсных ламп, питаемых от сети переменного тока, при котором разряд гаснет, когда напряжение снижается до малой величины (из-за отрицательного баланса энергии в узкой разрядной

стадии короткого искрового разряда и разряда в парах взрываемой током проволочки.

Как известно, трубчатые импульсные лампы благодаря своей возрастающей вольт-амперной характеристике могут

зажигаться в лампе разряд, который зажигается вблизи максимума напряжения и гаснет при переходе напряжения через пульс^{74, 123, 129}. Такой разряд характеризуется по сравнению с конденсаторным разрядом гораздо большей длительностью (около 1/200 сек для сети с частотой 50 гц) и совершенно отличным временным ходом напряжения (близким к синусоидальному). Тем не менее осциллографирование тока и напряжения при таких разрядах показало, что вскоре после зажигания лампы ее сопротивление может быть рассчитано с достаточной точностью по формулам (4) и (5). Это еще раз доказывает универсальный характер представленных данными формулами физических зависимостей.

По существу, аналогичный разряд имеет место и в появившихся недавно трубчатых ксеноновых лампах непрерывного горения мощностью в десятки квт^{96, 102, 103, 105, 130, 130а, 165}. В отличие от режима одиночных вспышек небольших импульсных ламп, питаемых от сети переменного тока, при котором разряд гаснет, когда напряжение снижается до малой величины (из-за отрицательного баланса энергии в узкой разрядной

трубке^{126, 132}), в сверхмощных лампах большого диаметра дейонизация газа не успевает произойти за время перехода напряжения через нуль. Поэтому после перемены полярности напряжения ток через лампу продолжает идти, но уже в обратном направлении. В лампе происходят, таким образом, разряды, подобные импульсным разрядам при бесконденсаторном питании, повторяющиеся с удвоенной частотой сети. Благодаря большой поверхности кварцевой разрядной трубки и применению в некоторых случаях принудительного охлаждения трубка оказывается способной рассеять подводимую к ней мощность при длительной работе. Так же как и трубчатые импульсные лампы, эти лампы обладают определенным эффективным сопротивлением и, в отличие от других газоразрядных ламп, могут работать без ограничивающего ток балласта. Эксперимент, так же как и расчет^{55, 130, 163, 164, 212}, показывает, что при концентрациях мощности, которая имеется в этих лампах, канал разряда заполняет только часть сечения трубки. Поэтому при расчете сопротивления ламп в формулу (4) вместо Q приходится подставлять величину Q/θ^2 , где $\theta \leq 0,5$ — отношение диаметра канала к внутреннему диаметру трубки. Вместо формулы (5), дающей, как это видно из рис. 6, завышенные значения Q в области $E < 10$ в/см, для этих ламп удовлетворительно выполняется следующая зависимость от электрического градиента:

$$\frac{Q}{\theta^2} = 0,065 p_0^{1/2} r^{-1/2} E^{-3/2}. \quad (6)$$

Эта формула относится как к эффективным, так и к мгновенным значениям Q , θ и E , вычисленным из осциллограмм тока и напряжения и оптических разверток ширины канала. Она также согласуется с повышенными значениями Q в первые моменты конденсированного разряда в импульсных лампах с последовательным балластным сопротивлением (график IX на рис. 6).

Публиковалось довольно много попыток приближенного теоретического расчета электрических характеристик разряда с высокой степенью ионизации газа в канале. В большинстве из них некоторые параметры принимались заданными на основе экспериментальных материалов. Так, например, в первой по времени работе Молера¹³⁷, в которой вычислялось удельное сопротивление столба сильноточного стационарного цезиевого разряда низкого давления, потери на стенках оценивались из экспериментальных значений ионного тока на стенки и излучение (также на основании экспериментальной оценки) принималось ничтожно малым. В работе¹¹⁸ из экспериментальных данных оценивался диаметр канала неограниченного разряда и мощность излучения весьма грубо приравнивалась к мощности излучения абсолютно черного тела равных размеров. В работе²¹⁵ использовались экспериментальные значения мощности разряда, а в работе⁶⁷ — его температуры, оцененные из характеристик излучения. Только в работах^{16, 119, 163-164} сделаны попытки совокупного теоретического расчета всех физических параметров разряда, в первой — в случае короткой мощной искры, во второй — в случае разряда в трубчатых импульсных лампах, а в третьей и четвертой — в случае разряда в мощных трубчатых лампах непрерывного горения. Сложный математический аппарат, использованный в первой и третьей работах, позволяет сравнивать с результатами вычислений только отдельные экспериментальные точки, не давая полной картины связи между параметрами. Значительно более приближенный расчет в работе¹¹⁹, основанный на представлениях о термодинамическом равновесии, рассеянии электронов ионами, однородности столба разряда по сечению трубы и потерях энергии путем рекомбинации на стенках и путем водородоподобного рекомбинационного

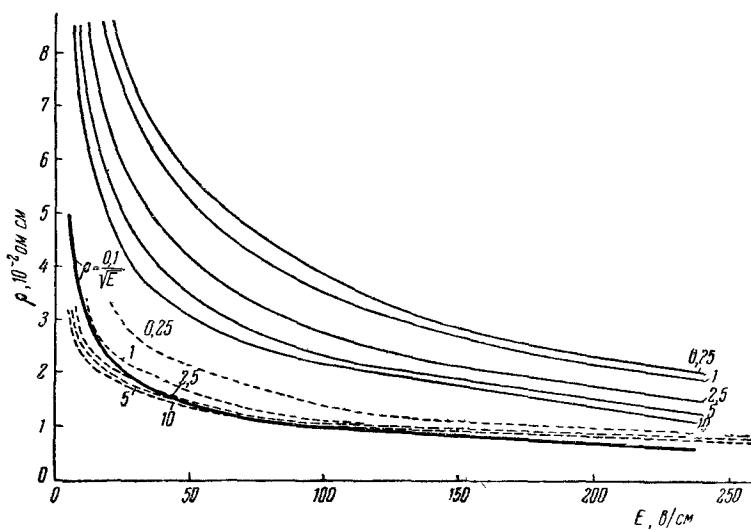


Рис. 8. Графики $Q=f(E)$, вычисленные для криптоновых ламп с внутренними радиусами трубок 0,25; 1; 2,5; 5 и 10 мм.

Тонкие сплошные линии соответствуют приближенным расчетам, пунктирные линии — расчетным формулам с численными коэффициентами, откорректированными по отдельной совокупности экспериментальных величин, жирная линия — графику эмпирической зависимости (5)

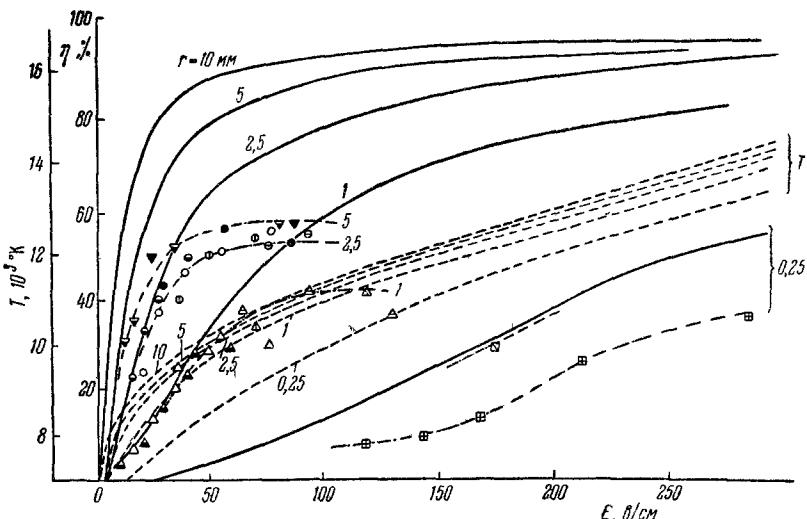


Рис. 9. Полученные при откорректированных коэффициентах расчетные графики зависимости температуры плазмы T от E (пунктир) и к. п. д. разряда η (сплошные линии).

Криптон, $p=100$ мм рт. ст., $l=50$ см, $r=0,25; 1; 2,5; 5$ мм. Штрих-пунктир — усредненные экспериментальные графики η , построенные по точкам: \square — $r=0,25$ мм, \triangle — 1 мм, \circ — 2,5 мм, ∇ — 5 мм (зачернены экспериментальные точки, полученные при $C > 600$ мкФ, наполовину зачернены — 152 мкФ, не зачернены — при 80 мкФ, перечеркнуты вертикально — при 48 мкФ, горизонтально — при 14,5 мкФ, крестом — при 0,25 мкФ 122,131)

излучения, позволил вывести основные экспериментально наблюдаемые зависимости характеристик разряда в трубчатых импульсных лампах от параметров. При незначительной реабсорбции излучения, присущей разрядам в лампах диаметром 2—10 мм с начальным электрическим градиентом ниже 200—20 в/см^{88, 125}, расчет с использованием формул Саха, Гвоздева и Крамерса^{69, 81, 101} позволил получить зависимости Q , T и η (к.п.д. разряда как источника излучения) от электрического градиента и радиуса трубы, приведенные на рис. 8 и 9. Тонкими линиями на рис. 8 показаны графики для Q , вычисленные на основе названных предположений, а пунктирными — графики, вычисленные с помощью тех же уравнений с двумя численными коэффициентами, откорректированными по отдельной совокупности экспериментальных значений всех параметров. Расчет дает также правильную оценку слабой зависимости Q от рода и давления газа. Таким образом, намеченная в результате обобщения экспериментальных данных единая почти для всех экспериментальных условий приближенная зависимость Q от E , выражаемая уравнением (5), находит и теоретическое обоснование.

III. РАСПИРЕНИЕ КАНАЛА РАЗРЯДА

Для двух видов импульсного разряда — с ограниченным и неограниченным каналами — расширение канала играет неодинаковую роль. В первом — расширение обычно заканчивается в ранней фазе процесса, после чего имеет место довольно длительный разряд с постоянным диаметром столба и медленно меняющимися характеристиками, в ходе которого реализуется основная доля рассеиваемой в газовом промежутке энергии. Во втором — расширение канала продолжается на протяжении всего времени, в течение которого в газовом промежутке рассеивается существенная мощность. Поэтому большинство исследований расширения канала относилось к неограниченному разряду, в то время как этому процессу в трубчатых лампах было посвящено всего несколько работ.

3.1. Расширение канала в трубчатых импульсных лампах

Наиболее отчетливая картина расширения канала в трубчатых лампах получена в работах Клупо^{21, 22} и Леконта и Эджертона⁹¹, выполненных при небольшой емкости питания конденсатора, такой, что длительность разряда ненамного превышала время его расширения. В работах^{21, 22} было осуществлено фотографирование вырезанного щелью узкого сечения канала разряда с помощью зеркальной развертки, а в работе⁹¹ торец канала (видный на сгибе разрядной трубы) фотографировался в различные моменты времени с помощью магнитооптического затвора с эффективной выдержкой около 1 мксек. В этих работах было установлено, что наиболее нагретая область газа, возникающая после зажигания разряда обычно около стенки трубы вдоль находящегося снаружи поджигающего электрода, быстро расширяется до тех пор, пока почти не заполнит всего сечения трубы. Скорость этого расширения, измеренная в ксеноновой лампе с внутренним диаметром 3,5 мм при давлении 300 мм рт. ст. и начальном электрическом градиенте ~ 200 в/см ($E/p_0 \sim 0,67$ в/см·мм рт. ст.), равна 600 м/сек. При других значениях E/p_0 (измерения выполнялись в диапазоне от 0,2 до 1 в/см·мм рт. ст.) было получено, что скорость увеличения площади сечения канала пропорциональна E/p_0 , причем коэффициент пропорциональности равен 2,5, если площадь выражать в мм^2 , время в мксек, а E/p_0 в в/см·мм рт. ст. В названных условиях это

соответствовало следующей зависимости скорости фронта расширения dr/dt от градиента:

$$\frac{dr}{dt} \left[\frac{\text{мм}}{\text{мксек}} \right] \approx 0,9 \frac{E}{p_0} \left[\frac{\sigma}{\text{см} \cdot \text{мм} \text{рт.ст.}} \right]. \quad (7)$$

При уменьшении атомного номера наполняющего лампу газа скорость расширения несколько увеличивается (\sim на 20% при переходе от ксенона к криptonу и от криптона к аргону). Через ~ 5 мксек после зажигания разряда фронт расширяющегося канала почти доходит до противоположной стенки трубки, прижимая к ней весьма небольшую по сечению (~ 1 мм² — около 10% сечения трубы) область холодного (несветящегося) газа, сжатого до высокого давления. В дальнейшем эта область на некоторое время ($\sim 2,5$ мксек) расширяется, оттесняя горячий канал, так, что его сечение уменьшается \sim на 20%. Еще через такой же промежуток времени горячий канал снова сжимает холодную область и т. д., до тех пор, пока колеблющаяся граница между горячей и холодной областями постепенно не стирается вследствие перемешивания газа. Аналогичный процесс сжатия и последующего расширения холодного газа наблюдается и в направлении оси трубы. Продольные волны сжатия и расширения распространяются примерно с теми же скоростями, что и поперечные, вызывая кратковременные продольные неоднородности яркости канала; момент повышения яркости наступает на несколько мксек после момента максимального увеличения плотности газа. Продолжительность этого процесса зависит от длины трубы и, естественно, намного превышает продолжительность поперечных колебаний плотности газа.

3.2. Теория расширения неограниченного канала импульсного разряда

Систематизацию обширных данных, которые были накоплены в многочисленных экспериментальных работах, посвященных расширению неограниченного канала*), удобнее всего произвести, дав предварительно представление о теории процесса расширения, развитой в работах^{182, 32, 166, 16, 138}. В первой из этих, в общем аналогичных по методу**) и результатам расчета, работ рассмотрена сферическая задача взрыва, вызванного мгновенным выделением энергии в точке. Остальные работы рассматривают взрыв, вызванный выделением энергии в цилиндрическом канале. Здесь приводится краткое изложение расчета Драбкиной, наиболее удобно сопоставимого с фактическими данными и в том числе с материалами специально проведенных для этого экспериментальных работ^{1, 2, 31, 63}.

Расчет исходит из предположения о том, что расширение канала является чисто гидродинамическим процессом взрывного типа и происходит исключительно под действием кратковременно выделенной в сосредоточенном объеме значительной энергии.

В расчете применена система уравнений непрерывности, движения и адиабаты гидродинамики для случая цилиндрической симметрии, а также, в качестве краевых условий, — математические выражения, определяющие непрерывность потоков вещества, движения и энергии на границе

*) Для облегчения понимания последующего материала условимся под термином «канал» подразумевать всю область возмущенного разрядом газа, а под термином «столб разряда» — собственно проводящую область сильно ионизованного газа, нагретого до высокой температуры.

**) Общий аналитический метод решения подобных гидродинамических задач развит в ранее опубликованных работах Седова^{167, 168}.

возмущенной области (фронте ударной волны):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \delta}{\partial t} + v \frac{\partial \delta}{\partial r} + \delta \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\delta v}{r} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\delta} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{p}{\delta^\gamma} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\frac{\delta_0}{\delta_\Phi} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \quad v_\Phi = \frac{2}{\gamma+1} D, \quad p_\Phi = \frac{2\delta_0}{\gamma+1} D^2. \quad (9)$$

δ — плотность, p — давление, v — скорость газа, r и t — цилиндрическая координата и время, $D = \frac{dR}{dt}$ — скорость фронта ударной волны радиуса R , γ — константа, равная для идеального газа отношению удельных теплоемкостей при постоянных давлении и объеме; индексы «0» и « Φ » указывают на начальную величину данного параметра или его величину на фронте ударной волны.

Из гидродинамики известно, что решение этой системы для идеального газа и мгновенного взрыва весьма большой мощности (так что $p_\Phi \gg p_0$), сосредоточенного в бесконечно тонком столбе газа, обладает свойством «автомодельности» — стационарности распределений δ/δ_0 , p/p_Φ и v/v_Φ относительно безразмерной координаты $\xi = r/R$. Выражение для R получается при этом из соображений размерности:

$$R = \sqrt[4]{\frac{\alpha \mathcal{E}_0}{\delta_0}} t^{1/2}; \quad (10)$$

здесь \mathcal{E}_0 — энергия взрыва на 1 см длины газового столба, α — безразмерная постоянная, зависящая только от γ и вычисляемая из интеграла энергии.

Считая, что для реального газа в интересующем нас диапазоне температур (10—30 тыс. °К) приближенно выполняется уравнение состояния в виде

$$\varepsilon = A \delta^a T^b \quad (11)$$

[ε — удельная энергия, T — температура, A , a и b — численные коэффициенты, вычисляемые методом подбора с тем, чтобы выражение (11) получалось из выражения $\varepsilon = 3RT(1+x) + \varepsilon_{\text{дисс}} + 2x\varepsilon_{\text{ион}}$, где $\varepsilon_{\text{дисс}}$ и $\varepsilon_{\text{ион}}$ — энергии диссоциации и ионизации 1 моля газа, x — степень ионизации, подсчитываемая по формуле Саха (2)], его можно привести к виду

$$p = (\gamma - 1) \varepsilon \delta. \quad (12)$$

Это выражение формально совпадает с соответствующим выражением для идеального газа, хотя γ здесь уже не является отношением удельных теплоемкостей, а просто условной величиной, связанной с коэффициентами уравнения (11) равенством

$$\gamma = 1 - \frac{a}{b-1}; \quad (13)$$

численные значения коэффициентов для разных газов приведены в табл. III.

Благодаря такому формальному совпадению уравнение адиабаты для реального газа имеет тот же вид $p/\delta^\gamma = \text{const}$, что и для идеального газа, и случай реального газа допускает автомодельное решение задачи при использовании значения γ из (13).

Графики соответствующих расчетных распределений давления и плотности при $\gamma=1,22$ (воздух) приведены на рис. 10. В области $\xi=r/R \ll 1$ эти

распределения приближенно выражаются следующими первыми членами быстро сходящихся разложений соответствующих функций в ряды:

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta_\Phi} &\approx \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{2}{2-\gamma}} \xi^{\frac{2}{\gamma-1}} \times \\ &\quad \times \left[1 + \frac{2}{\gamma+1} \xi^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \right], \\ \frac{p}{p_\Phi} &\approx \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{\gamma}{2-\gamma}} \times \\ &\quad \times \left[1 + \frac{1}{\gamma+1} \xi^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

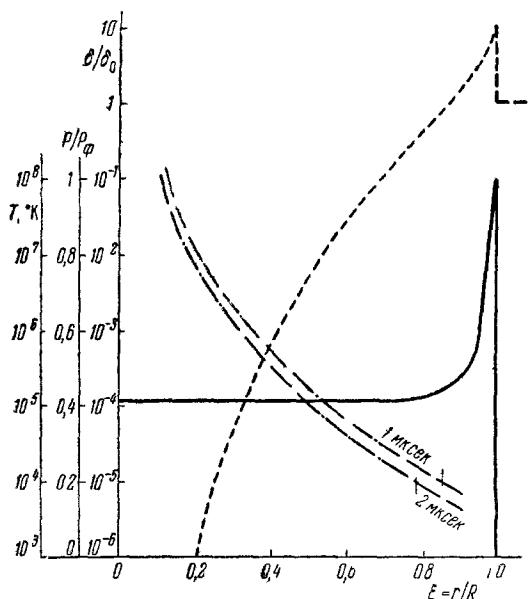


Рис. 10. Расчетные радиальные распределения давления (сплошная линия), плотности (пунктир) и температуры в канале разряда при $t=1$ и 2 мксек (штрих-пунктир).

Воздух, атм давление, в столбе разряда выделяется энергия $\mathcal{E}=5$ дж за эффективный промежуток времени $t=1$ мксек. Вертикальные черточки на графиках температуры — условные границы столба в соответствующие моменты времени и в единицах r/R^{32}

$=\text{const} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2$, откуда после извлечения корня и интегрирования получаем уточненное выражение для R вместо (10):

$$R = K \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^{1/2} = \left(\frac{\alpha}{\delta_0} \right)^{1/4} \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^{1/2}; \quad (15)$$

константу K подбираем так, чтобы (15) переходило в (10), если энергия выделяется мгновенно.

Из (15) и последнего уравнения (9) тогда находим:

$$D = \frac{dR}{dt} = \frac{K}{2} \mathcal{E}^{1/2}(t) \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^{-1/2}, \quad (16)$$

$$p_\Phi = \frac{(\alpha \delta_0)^{1/2}}{2(\gamma+1)} \mathcal{E}_0(t) \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^{-1}. \quad (17)$$

Преобразуя (11) и (12) в $T^b = p \delta^{-(a+1)/(\gamma-1)} A$ и подставляя сюда (14), (15) и (17), можно найти распределение температуры внутри канала:

$$\begin{aligned} T^b &= \frac{1}{4A\gamma} \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{\gamma-2a-2}{2-\gamma}} (\gamma+1)^{-a+1} (\gamma-1)^a \alpha^{\frac{\gamma+a}{2\gamma-1}} \delta^{\frac{a-\gamma-2a\gamma}{2(\gamma-1)}} r^{-\frac{2(a+1)}{\gamma-1}} \times \\ &\quad \times \mathcal{E}(t) \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^{\frac{2+a-\gamma}{\gamma-1}}. \quad (18) \end{aligned}$$

На рис. 10 приведены соответствующие графики распределения температуры при типичных условиях разряда в моменты времени $t=1$ мксек (непосредственно после прекращения выделения энергии) и спустя еще 1 мксек.

Если считать, что граница высокоионизованного проводящего столба разряда характеризуется тем, что внутри него температура превышает определенную минимальную величину $T_{\text{гр}}$, скажем, равную $10\,000^{\circ}\text{K}$ (конкретный выбор значения $T_{\text{гр}}$ несуществен из-за крутого хода T с r), то, подставив в (18) эту величину, можно найти соответствующее значение r_c — радиуса проводящего столба. Производная r_c по времени равна скорости расширения этого столба. Из (18) для этих величин получаются следующие выражения:

$$r_c(t) = L \mathcal{E}^M(t) \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^N, \quad (19)$$

$$\frac{dr_c(t)}{dt} = L \mathcal{E}^{M-1}(t) \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^N \left\{ M \frac{d\mathcal{E}(t)}{dt} + N \mathcal{E}^{1/2}(t) \cdot \left[\int_0^t \mathcal{E}^{1/2}(t) dt \right]^{-1} \right\}. \quad (20)$$

Здесь M и N — коэффициенты, выражаются через γ и a (не зависят от плотности газа), а L — через γ , a , b , A , α , δ_0 и $T_{\text{гр}}$. Значения всех коэффициентов (в системе CGS) для некоторых газов приведены в табл. III, взятой из работы ³².

Таблица III

Численные значения коэффициентов, входящих в формулы (9) — (20)

Газ	$p_0, \text{м.м.р.ст.}$	$\delta_0 \cdot 10^3$	a	A	α	b
Воздух	760	1,29	0,55	$6,9 \cdot 10^4$	$-1,22 \cdot 10^{-1}$	1,55
	200	0,339	0,55	$6,9 \cdot 10^4$	$-1,22 \cdot 10^{-1}$	1,55
	2300	3,87	0,55	$6,9 \cdot 10^4$	$-1,22 \cdot 10^{-1}$	1,55
Аргон	760	1,78	0,332	1,35	$-1,25 \cdot 10^{-1}$	2,75
Водород	760	0,0899	5,4	$4,33 \cdot 10^6$	$-9,3 \cdot 10^{-2}$	1,37
Газ	γ	K	L	M	N	
Воздух	1,22	4,55	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	$3,76 \cdot 10^{-1}$	
	1,22	6,35	$2,92 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	$3,76 \cdot 10^{-1}$	
	1,22	3,46	$1,33 \cdot 10^{-1}$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	$3,76 \cdot 10^{-1}$	
Аргон	1,075	3,7	1,1	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-1}$	
Водород	1,25	8,85	$4,4 \cdot 10^{-1}$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$3,63 \cdot 10^{-1}$	

Наконец, если учесть, что в более поздней фазе расширения канала уже не выполняется условие $p_{\Phi} \gg p_0$, то вместо первого и последнего уравнения (9) нужно брать

$$\frac{\delta_{\Phi}}{\delta_0} = \frac{(\gamma+1) p_{\Phi} - (\gamma-1) p_0}{(\gamma-1) p_{\Phi} + (\gamma+1) p_0}, \quad D^2 = \frac{(\gamma+1) p_{\Phi} - (\gamma-1) p_0}{2\delta_0}. \quad (21)$$

Из уравнений (21), учитывающих, что на последней фазе расширения уже нельзя пренебречь внешним давлением невозмущенного газа, следует,

что при этом на графиках спада плотности и давления от фронта ударной волны к оси разряда должен постепенно образовываться уступ, за которым должен наблюдаться высокий градиент плотности, имеющий обратный знак по сравнению с отрицательным $d\delta/dr$ на переднем фронте*). Другими словами, область газа с повышенной плотностью должна быть также отделена скачком δ от внутренней «горячей» области (столба). Радиус зоны этого скачка, получившей название «оболочки» канала, больше, чем радиус высокоионизованной области столба, определяемой выражением (19).

Таким образом, представление о расширении канала мощного импульсного разряда как о чисто гидродинамическом процессе определяет следующую картину развития разряда с неограниченным каналом:

а) Наиболее быстро должна распространяться зона скачка плотности и давления (от высоких значений до величин, соответствующих невозмущенной среде), которая представляет собой самую внешнюю границу канала — фронт ударной волны. Область сильно нагретой высокоионизованной плазмы, представляющая собой собственно проводящий столб газа, в самом начале разряда почти совпадает с пространством внутри фронта ударной волны, а затем постепенно отшнуровывается от фронта, расширяясь с меньшей скоростью. Между столбом и фронтом ударной волны по мере снижения давления на фронте должна появляться зона обратного скачка плотности («оболочка»), расширяющаяся со скоростью, промежуточной между скоростями расширения фронта и столба.

б) Внутри проводящего столба плотность газа должна быть на несколько порядков ниже, чем δ_0 , еще больше снижаясь в направлении от периферии к оси канала. Вследствие этого на оси столба может образовываться зона с аномальным удельным сопротивлением плазмы.

в) Расширение каждой из зон канала должно идти с постепенно убывающей скоростью, начальное значение которой (общее для всех зон) слабо увеличивается с ростом характеризующей род газа величины α , уменьшением начальной плотности газа и увеличением мгновенной мощности и полной энергии, рассеиваемой в канале.

Пользуясь формулами гидродинамической теории и данными об электрических характеристиках столба (гл. II), можно произвести приближенную количественную оценку порядка величины начальной скорости расширения канала, а также прикидочный расчет влияния отдельных параметров газового промежутка и питающего контура на эту начальную скорость**). Одновременно вычисляется также напряжение U_i на разряде сразу после окончания бурного роста плотности тока, чего нельзя было сделать в гл. II из-за отсутствия представления о механизме расширения канала.

*) В работе ³² ошибочно указано, что между фронтом ударной волны и зоной высокого положительного $d\delta/dr$ величина плотности должна быть приблизительно постоянной. Так как T не может спадать в направлении от фронта к оси разряда, то спад в этом направлении давления газа (см. рис. 10) должен соответствовать качественно такому же спаду его плотности ³¹.

**) В появившихся в последнее время работах гидродинамическая теория расширения канала развивается как в части применения ее к задачам с разными видами симметрии (в том числе, к задаче с «плоским» взрывом, имеющим место в Т-образной разрядной трубке ^{70a, 79, 188}), так и в части совместного решения гидродинамической задачи и задачи расчета выделяемой в канале энергии ¹⁶. В настоящем обзоре, направленном на обобщение основных экспериментальных данных, неподобрано входит в подробности сложного математического аппарата этих работ. Их главные количественные результаты согласуются с экспериментом в общем в той же степени, как и результаты упрощенной теории (в том числе изложенной ниже оценки выделяемой энергии), а детальные допущения и выводы находятся еще в стадии обсуждения и требуют экспериментальной проверки.

Из уравнения (16) можно получить мгновенное выделение всей энергии, допуская, что

$$D = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha \mathcal{E}_0}{\delta_0} \right)^{1/4} t^{-1/2}. \quad (22)$$

Считая, что напряжение на разряде U_i в первый момент после окончания бурного роста плотности тока равно разности между напряжением на конденсаторе U_0 и падением на индуктивности $L dI/dt$, и принимая, согласно формуле (5), что

$$I = 10\pi \left(\frac{U_i}{l} \right)^{3/2} r_c^2$$

и

$$\frac{dI}{dt} = 62,8 \left(\frac{U_i}{l} \right)^{3/2} r_c D,$$

находим

$$\frac{U_i}{l} = \frac{U_0}{l} - 62,8 r_c \frac{L}{l} D \left(\frac{U_i}{l} \right)^{3/2}. \quad (23)$$

В формулу (22) можно подставить приближенное выражение \mathcal{E}_0 (в эргах):

$$\mathcal{E}_0 = 10^7 \frac{U_i}{l} It = 10^8 \pi r_c^2 t \frac{U_i^{5/2}}{l^{5/2}}$$

(пренебрегая излучением, которое при малом диаметре в начале расширения играет ничтожную роль⁶³⁾), откуда находим второе уравнение, связывающее U_i с D :

$$D = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{10^8 \pi \alpha}{\delta_0 t}} r_c^{1/2} \frac{U_i^{5/8}}{l^{5/8}}. \quad (24)$$

Подставив в уравнения (23) и (24) численные значения констант из табл. III, принимая реальные величины эффективного времени $t = 5 \cdot 10^{-8}$ сек и начального радиуса столба $r_c = 10^{-2}$ см, можно из этой системы уравнений найти D и U_i/l для различных заданных U_0/l и L/l . Соответствующие графики представлены на рис. 11, а и б. Вместо неудобной для практического использования системы уравнений (23) и (24) можно из рис. 11 вывести эмпирические формулы, которые могут служить для обобщения экспериментальных данных *):

$$D = 0,166 \left(\frac{\alpha}{\delta_0} \right)^{0,25} \left(\frac{L}{l} \right)^{-0,25} \left(\frac{U_0}{l} \right)^{0,32}, \quad (25)$$

$$\frac{U_i}{l} = 0,34 \left(\frac{L}{l} \right)^{-0,42} \left(\frac{U_0}{l} \right)^{0,5}; \quad (26)$$

D — в м.м./мкеск, L — в мкен, U_0 и U_i — в кв, l — в см.

Для того чтобы легче понять, с какими неточностями в исходных посылках могут быть связаны отдельные расхождения между теорией и экспериментом, назовем процессы, не учтенные этими посылками.

*) Подробного экспериментального исследования зависимости величины U_i от параметров разряда не производилось. Однако, судя по сравнению формулы (26) с отдельными измерениями (см., например, экспериментальные точки на рис. 11, а для разряда в воздухе при атмосферном давлении, $U_0 = 6$ кв, длине промежутка 4 м.м, $U_0/l = 15$ кв/см, взятые из работы³), она по характеру зависимостей и по порядку величины U_i удовлетворительно согласуется с экспериментом. Более точное согласие получилось бы, если бы вместо коэффициента 0,34 подставить в нее 0,7. Сопоставление формулы (25) с экспериментом дается в следующем параграфе.

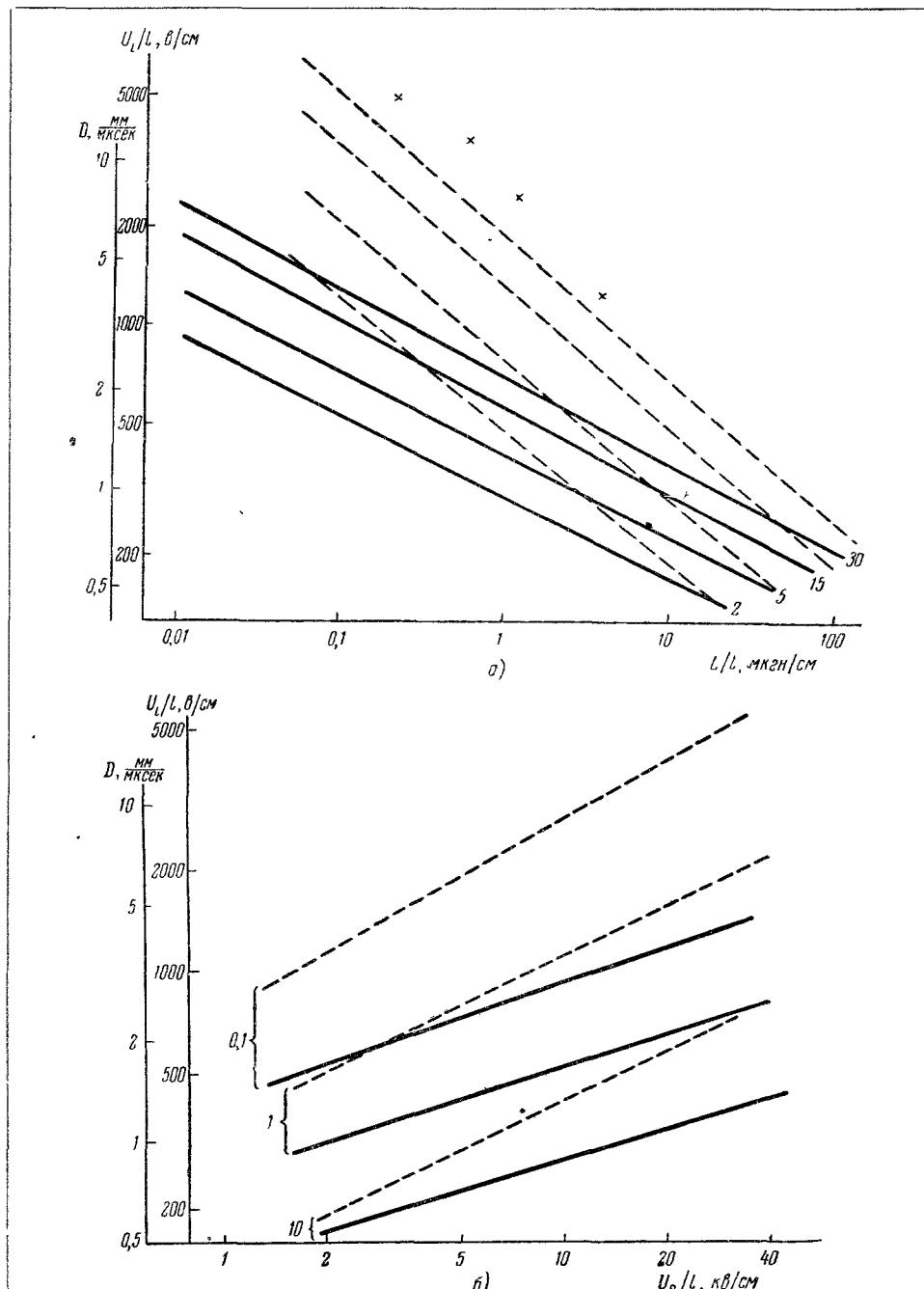


Рис. 11. Расчетные графики зависимости электрического градиента в разряде в момент окончания бурного роста плотности тока U_i/l (пунктир) и начальной скорости D расширения канала (сплошные линии) от а) индуктивности разрядного контура и б) напряжения на питающем конденсаторе.

Воздух, атм. давление. На рис. а) цифрами обозначены соответствующие каждой линии значения U_0/l в мкн/см , на рис. б) — значения L_i/l в мкн/см . Крестиками на рис. а) обозначены экспериментальные значения U_i/l для воздуха при $U_0=6$ кВ и $l=4$ мм^3 .

а) Рассеяние энергии в различных слоях высокоионизованного столба зависит от проводимости этих слоев. Это может повлиять на распределение температуры и плотности газа внутри столба.

б) Аналогичное влияние, вообще говоря, могут оказывать скин-эффект и магнитное давление. В работе¹⁶ показывается, что в рассматриваемой здесь области параметров разряда это влияние невелико. В самом деле, глубина d проникновения поля за время t может оцениваться по формуле

$$d^2 \cong \frac{c^2 t}{2\pi} \frac{q}{9 \cdot 10^{11}}.$$

Считая $t \cong 1$ мксек, беря соответствующий радиус столба r_c равным $\sim 0,1$ см и оценивая q по формуле (5), находим, что $r_c/d \cong 0,02 E^{1/4}$, т. е. по крайней мере на порядок меньше единицы при E до 1000 в/см. Таким образом, можно считать, что поле должно быть практически постоянным по сечению. Точно так же отношение магнитного давления $H^2/8\pi$ к газо-кинетическому можно оценивать как $(r_c/d)^2$ ¹⁶, откуда следует возможность пренебречь магнитными силами. Вместе с тем произведенные оценки показывают, что при существенно меньших начальных плотностях газа, а также при весьма высоких электрических градиентах и больших энергиях разряда, при которых радиус столба может быть на порядок больше принятого, скин-эффект и магнитное давление должны играть существенную роль. Как известно, это действительно имеет место для импульсных разрядов типа молний^{144, 145}, а также разрядов, используемых в лабораторных установках для получения сверхвысоких температур⁸⁰. Особая нестабильность столба коротких разрядов в водороде⁴⁹, возможно, объясняется существенной для них ролью магнитных сил. Вместе с тем в целом можно считать, что отсутствие роли магнитных сил является отличительным признаком совокупности мощных импульсных разрядов, рассматриваемой в настоящем обзоре.

в) В расчете не нашли отражения другие виды радиального переноса энергии, помимо гидродинамического расширения. Потерю энергии, подведенной к разряду, путем излучения можно формально учесть в выведенных уравнениях вычитанием соответствующей доли энергии из величины $\mathcal{E}(t)$ (такая поправка на излучение столба, равное излучению черного тела, делается в работе⁶⁸, а на водородоподобное излучение — в работе¹⁶). Другие виды переноса поддаются оценке еще труднее. В работе Глазера⁶⁷ делается, например, предположение о возможности расширения канала разряда целиком за счет радиальной диффузии электронов и излучения. С другой стороны, в работе², послужившей основой для выработки гидродинамической теории, дается отрицательное заключение о соответствующей роли процессов диффузии электронов и ионов, фотоионизации окружающего канал газа (диффузии излучения) и теплопередачи в окружающий объем за счет конвекции и теплопроводности, не могущих объяснить сверхзвуковых скоростей расширения канала, для которых нужен скачок давления порядка десятков атмосфер. В работе¹⁶ показывается, что перенос тепла в канале при сравнительно низких температурах (низких концентрациях энергии из-за большой индуктивности или малого напряжения питания) может происходить за счет теплопроводности, а при высоких температурах — за счет излучения.

Полученная чисто гидродинамической теорией картина радиального распределения плотности и температуры, показывающая весьма высокие градиенты этих величин внутри столба (рис. 10), свидетельствует о том, что прочие виды переноса энергии должны играть главную роль около оси, снижая эти градиенты.

3.3. Экспериментальные данные по расширению неограниченного канала

Расширение канала неограниченного разряда исследовалось посредством целого ряда методов, а именно:

а) фотографические развертки изображения поперечного сечения канала, вырезанного расположенной перед ним щелью^{54, 64, 65, 71, 80, 84, 117, 173, 216};

б) такие же развертки с одновременной подсветкой по теневому методу Типлера окружающего канал пространства с помощью второй искры^{2, 63, 116};

в) развертки на экране электронно-оптического преобразователя изображения узкой щели, расположенной перед каналом перпендикулярно к его оси, с одновременной подсветкой окружающего канал пространства по теневому методу и установкой между щелью и ЭОП спектрально-селективных фильтров, позволяющих наблюдать синее и инфракрасное излучения канала¹⁹⁷;

г) покадровая сверхскоростная киносъемка канала разряда с помощью электронно-оптического затвора⁴⁹, затвора Керра⁸⁰ или киносъемочной камеры^{131, 196};

д) скоростное интерферометрическое исследование плотности газа в канале и в окружающей его области путем помещения исследуемого канала в одно из плеч интерферометра и подсветки его синхронизированным вспомогательным разрядом с очень короткой длительностью вспышки^{31, 116};

е) наблюдение распределения пятен, образуемых импульсными разрядами различной длительности на электродах^{170, 177-179}.

Все полученные экспериментальные материалы качественно и количественно подтверждают правильность картины перемещения границ канала, вытекающей из гидродинамической теории процесса расширения и данных об электрических характеристиках. Вместе с тем некоторые экспериментальные данные о физических характеристиках внутри высоконизированного столба плазмы не подтверждают существования там огромных градиентов плотности и температуры. Это означает, что характеристики внутри столба не могут рассчитываться без учета процессов, не принимаемых во внимание чисто гидродинамической теорией.

Для обоснования этих выводов приведем краткую сводку экспериментальных материалов.

3.3.1. Расширение фронта ударной волны и оболочки. На рис. 12 приведены образцы теплеровских разверток и интерферограмм, на которых видны расширяющиеся границы фронта ударной волны, оболочки и проводящего столба. Подобные снимки позволили Мандельштаму, Долгову, Гегечкори, Ваникову и др.^{2, 31, 63, 116, 196, 197, 216} отметить следующие качественные особенности расширения ударной волны и оболочки, согласующиеся с гидродинамической теорией и вместе с тем дополняющие ее выводы:

а) Оболочка не представляет собой поверхности гидродинамического разрыва, так как ее скорость может быть как выше, так и ниже скорости звука.

б) Оболочка разрушается через несколько десятков микросекунд после начала разряда вследствие того, что к этому времени давление газа на оси, равное $\sim 0,5$ давления на фронте, становится более низким, чем атмосферное давление, и начинается приток газа к оси канала.

в) При колебательном разряде наблюдаются вторичные ударные волны, вызванные повторными выделениями энергии в столбе при каждом

полупериоде тока. Эти волны как бы исходят из оболочки, так как внутри оболочки они невидимы из-за малой плотности газа и большой скорости ударных волн.

г) Внутри оболочки имеются сравнительно холодная зона с невысокой ионизацией газа и сильно нагретая высокоионизованная зона (столб разряда), расширение которой резко замедляется в момент первого максимума тока (по-видимому, после отрыва ударной волны от канала ее питание выделяющейся в канале энергией продолжается в виде малых возмущений, скорость которых превышает скорость фронта ударной волны). Менее нагретая зона обладает резкой внешней границей, совпадающей с оболочкой. Она испускает главным образом дуговые инфракрасные линии спектра и ведет себя в отношении этих линий как чисто поверхностный излучатель; яркость ее одинакова по всему сечению

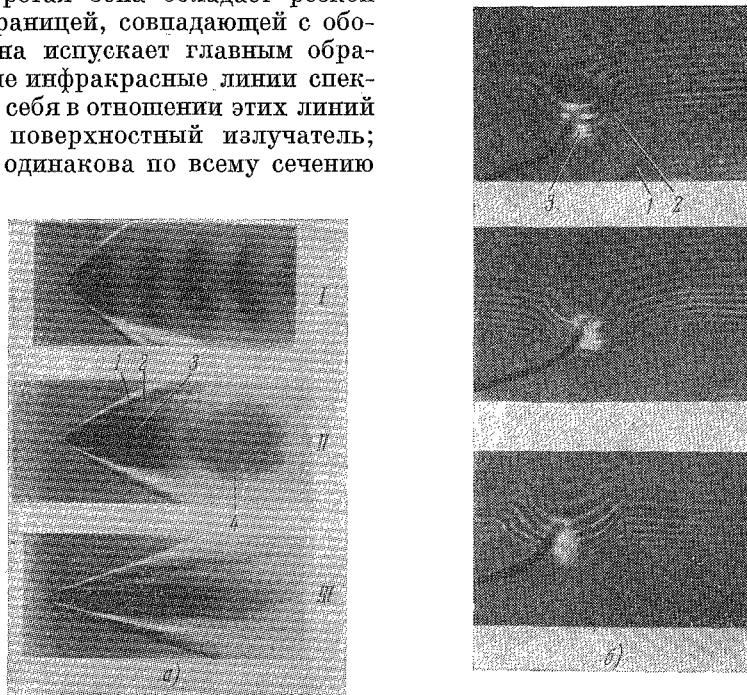


Рис. 12. Образцы (а) разверток⁶³ и (б) интерферограмм³¹, полученных по методу Теплера.

1 — Фронт ударной волны; 2 — оболочка; 3 — столб разряда; 4 — вторичные ударные волны. Воздух, $C=0,25 \text{ мкФ}$. На рис. а) $U_0=15 \text{ кв}$, $I = L=2 \text{ мкес}$, $II = L=12 \text{ мкес}$, $III = L=64 \text{ мкес}$. На рис. б) $U_0=10 \text{ кв}$, $I = L=2 \text{ мкес}$, $R_0=6 \text{ ом}$ (снимки произведены вдоль оси канала через 3; 8 и 15 мкес после начала разряда).

и не меняется при колебаниях тока. Расширение ее продолжается в течение нескольких периодов колебаний тока. Граница между менее нагретой и высокотемпературной зонами является размытой, что объясняется либо меньшей плотностью тока на краях, либо разной глубиной светящегося слоя. Горячая зона испускает главным образом коротковолновый сплошной спектр, интенсивность которого заметно увеличивается в моменты максимумов тока и в средней части канала. Ее расширение заканчивается после одного-двух колебаний тока.

д) Наблюдается гашение и увеличение яркости отдельных областей светящегося столба при местных сжатиях в этих областях, вызванных, например, фокусировкой волн, отраженных от стенок разрядного баллона, наложением ударной волны, идущей от вспомогательного разряда, или действием магнитных сил после уменьшения плотности газа.

Измерения скорости фронта ударной волны в различных условиях позволяют произвести количественное сравнение выводов гидродинамической теории с экспериментом.

На рис. 13 приведены графики изменения во времени скорости ударной волны в воздухе при атмосферном давлении для различных режимов разряда, а на рис. 14 — подобные же графики для различных газов, а также для воздуха при различных давлениях. Пунктиром на рис. 14 показаны некоторые соответствующие графики, рассчитанные Гегечкори⁶³ по формулам § 3.2 с использованием данных об электрической мощности из работы¹. На рис. 15 представлены сводные данные разных авторов об измерениях начальной скорости расширения столба разряда, совпадающей с начальной скоростью D фронта ударной волны. Эти

Рис. 13. Зависимость временного хода D от параметров питания⁶³

Воздух, атм давление 1 — $L=2$ мкгн, 2 — $L=12$ мкгн, 3 — $L=64$ мкгн (для всех трех кривых $C=0,25$ мкб, $U_0=15$ кв), 4 — $U_0=15$ кв, 5 — $U_0=20$ кв (для обеих кривых $L=2$ мкгн, $C=0,01$ мкб)

данные получены названными выше различными условиях, охарактеризованных в табл. IV. Они сведены в общий график на основании выведенной в § 3.2 зависимости (25), в которой индуктивность, отнесенная к промежутку длиной $l=1$ см, взята для наглядности в качестве независимого аргумента. На этом же рисунке пунктиром обозначен график зависимости (25), а сплошной линией — график аналогичной зависимости с измененным численным коэффициентом (0,224 вместо 0,166), могущий рассматриваться как ориентировочное усреднение экспериментальных данных.

Несмотря на большой разброс точек, естественный ввиду различия в методиках измерений, неточности расчета коэффициента и приближенного вывода формулы (25), рис. 15 позволяет считать, что намеченные теорией зависимости D от различных параметров находят удовлетворительное качественное и количественное подтверждение в обширном экспериментальном материале; это становится особенно убедительным, если рассматривать расположение экспериментальных точек одного и того же автора для одного газа.

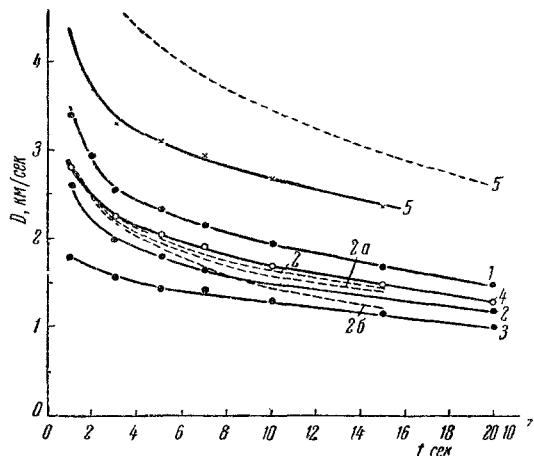
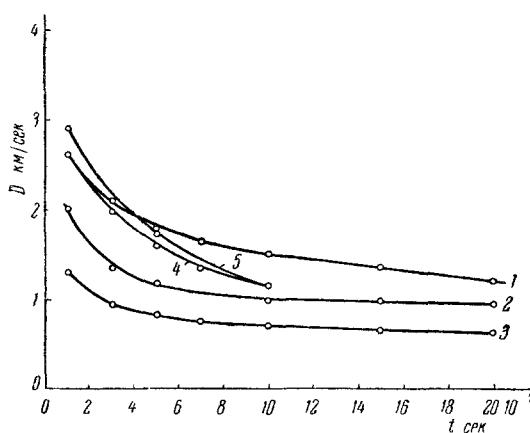


Рис. 14. Зависимость временного хода D от рода газа⁶³.

Сплошные линии — экспериментальные данные, пунктир — расчетные кривые $L=2$ мкгн, $C=0,25$ мкб, $U_0=15$ кв, 1 — $p=200$, 2 — $p=760$, 3 — $p=2300$ мм рт.ст (все три кривые для воздуха), 4 — аргон, 5 — водород (для обеих кривых $p=760$ мм рт.ст). При вычислении хода кривых 2а и 2б за величину $\mathcal{E}(t)$ принималась электрическая энергия, подведенная к разряду, за вычетом энергии излучения абсолютно черного тела с размерами столба разряда и температурой 15 000 и 20 000° К.

Из рис. 13 и 14 следует, что:

а) в соответствии с теорией уменьшение емкости питающего конденсатора не влияет на начальную скорость расширения и сказывается только на более быстром убывании D со временем (рис. 13, кривые 1 и 4);

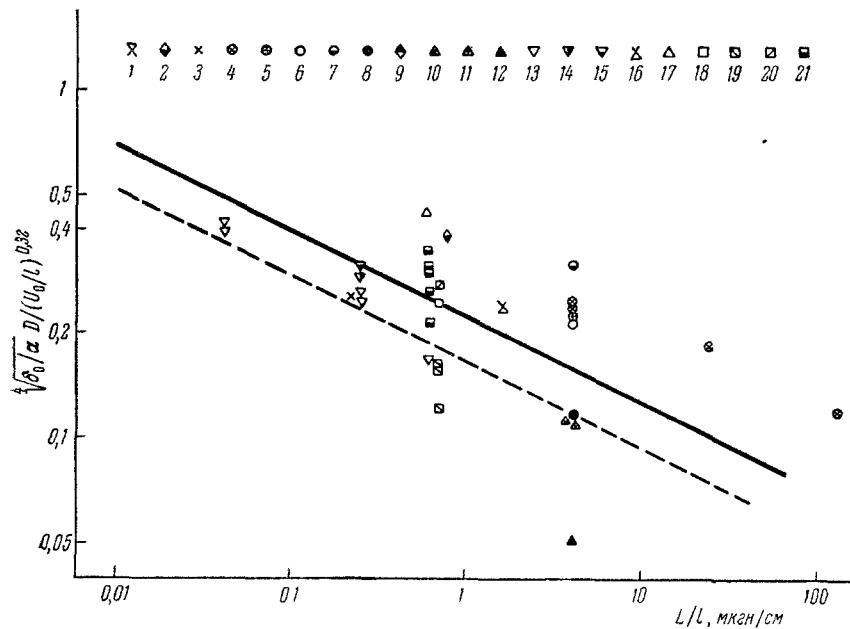


Рис. 15. Сводный график зависимости начальной скорости расширения канала от рода и плотности газа, длины канала, напряжения питания и индуктивности питающего контура.

Обозначения точек — см. табл. IV. Пунктирная линия — расчетный график, соответствующий формуле (25), сплошная линия — ориентировочный усредненный экспериментальный график (Номера обозначений соответствуют указанным в табл. IV)

б) общий ход экспериментальных и расчетных графиков достаточно близок, особенно с учетом излучения, чтобы можно было говорить об удовлетворительном согласии приближенных теоретических формул с экспериментом.

Другой путь количественной проверки теоретического расчета D был осуществлен в работе Долгова — Мандельштама³¹. В этой работе в различные моменты разряда измерялись смещения интерференционных полос (рис. 12, б) интерферометра, в одном из плеч которого располагался искровой промежуток. Смещение полос с учетом глубины соответствующего слоя канала позволяло определить изменение коэффициента преломления, а отсюда — плотности данного слоя; измерения производились в менее нагретой зоне вблизи фронта, для которой можно, пренебрегая ионизацией и диссоциацией, пользоваться обычной зависимостью между коэффициентом преломления и плотностью газа. Значения δ_ϕ , полученные из эксперимента (см., например, рис. 16), можно было с помощью формул (24) пересчитать на соответствующие значения p_ϕ и D . Так, например, наиболее высокое значение δ_ϕ , которое удалось получить в соответствии с точностью данного метода при $t < 1$ мксек, было равно $8\delta_0$; теоретическое значение δ_ϕ для воздуха при $p_\phi \gg p_0$ равно $10.4\delta_0$. Соответствующие значения давления и скорости фронта: $p_\phi = 38$ ат. $D = 1.8$ км/сек. Результаты подобного подсчета значений D на основе данных интерферометрических измерений в различные моменты времени сопоставлены в табл. V

Таблица IV

Условия измерения различными авторами начальной скорости $D_{\text{нач}}$ расширения столба и его максимального радиуса $r_{\text{макс}}$

Обозначения на рис. 15 и 17*)	Литература	Метод измерения	Газ	$p_0, \text{ам}$	$\delta \cdot 10^3, \text{с/см}$	$l, \text{мм}$	$L, \text{мкм}$	$U_0, \text{кв}$	$C, \text{мкф}$	$CU_0^2/2, \text{дэс}$
1	7	—	Воздух	1	1,3	8,4	0,01	20	0,005	4
2	49	Киносъемка ЭОП	Ar	4,4	7,8	2	0,15	6	0,57	10,2
3	54**)	Фоторазвертка	Воздух	1	1,3	80—90	1,8—90	до 200	5,5	до 100000
4	63	Фоторазвертка с теневой съемкой	То же	1	1,3	5	2—64	15—20	0,0035—0,25	0,4—28
5	63	То же	» »	0,26	0,35	5	2	15	0,25	28
6	63	» »	» »	3	3,9	5	2	15	0,25	28
7	63	» »	Ar	1	1,78	5	2	15	0,25	28
8	63	» »	H ₂	1	0,09	5	2	15	0,25	28
9	65	Фоторазвертка	Ar	11—17	19,5—30	7—11,2	0,36	10—14	0,1—0,2	5—20
10	84	То же	Воздух	1	1,3	11	3,6	10—35	0,06	3—40
11	84	» »	»	0,33	0,43	11	3,6	11	0,06	3,6
12	84	» »	H ₂	1	0,09	11	3,6	17	0,06	8,7
13	131	Растровая кинокамера	Xe+H ₂	3	15	5	0,02—0,3	5—7	0,005—0,1	0,05—2,5
14	131	То же	Kr+H ₂	3	10	5	0,12	7	0,1	2,5
15	131	» »	Ar+H ₂	3	4	5	0,12	7	0,1	2,5
16	197	Развертка ЭОП	Воздух	1	1,3	2,3	0,37	14	0,1	40
17	197	То же	Xe	4	23	6	0,35	24	0,1	29
18	189, 217	Фоторазвертка	Kr	2	8	10	0,65	8	4	128
19	189, 217	То же	Kr	4	16	10	0,65	4—8	0,1	0,8—3,2
20	189, 217	» »	Kr	6	24	10	0,65	8	4	128
21	216	» »	Ar	1—4,8	1,78—8,5	10	0,6	2—7	1,1	2,2—13,6

*) Обозначения, соответствующие номерам, см. на рис. 15.

**) Параметры питания в статье⁵⁴ не указаны и оцениваются по данным о максимальной силе тока и периоде колебаний, а также энергии вспышки для точки: 9700 дж, $D_{\text{нач}}=2,4 \text{ км/сек}$.

с прямыми измерениями D с помощью зеркальной развертки⁶³ и со значениями D , вычисленными по формуле (16) на основе измерений электрической мощности разряда¹ (без учета излучения).

Таблица V

Значения D в разные моменты времени после начала разряда в воздухе (атмосферное давление, $U_0=15 \text{ кв}$, $C=0,25 \text{ мкф}$, $L=2 \text{ мкм}$), полученные различными путями

$t, \text{мкsec}$	$D, \text{км/сек}$				
	1	1,7	2,9	5,8	9,8
Прямые измерения ⁶³ . . .	1,5	1,29	0,9	0,57	0,5
Измерения $\delta \Phi$ ²¹	1,75	1,28	0,88	0,57	0,49
Измерения $\sigma(t)$ ¹	1,65	1,4	—	—	—

Эта таблица также свидетельствует об удовлетворительной согласованности приближенной теории с экспериментом.

Наконец, данные о радиальном распределении плотности газа в различные моменты времени типа, приведенные на рис. 16, можно сравнить с соответствующими теоретическими данными, также допуская тем самым количественную проверку теории расширения канала. Результаты теоретического расчета хода δ в момент $t=1$ мкесек (первая формула (14)) и в момент $t=2,9$ мкесек (вторая формула (14); предполагается справедливость обычного уравнения состояния $p=R\delta T$ в менее нагретой зоне и постоянство температуры в этой зоне) показаны на рис. 16 точками. Мы видим, что эта проверка удовлетворительно подтверждает гидродинамическую теорию.

3.3.2. Расширение столба разряда. Граница высокотемпературной зоны канала — столба разряда после ее отделения от фронта ударной волны имеет нерезкий характер, ввиду чего данные различных авторов о поздних стадиях расширения столба довольно существенно расходятся, так как сильно зависят от выбранного критерия границы — определенной плотности фотографического почернения.

Процесс расширения столба целесообразно характеризовать двумя параметрами: начальной скоростью расширения и радиусом столба r_{\max} после его максимального увеличения *). Начальная скорость расширения столба практически совпадает с начальной скоростью ударной волны, материалы о которой были приведены в § 3.3.1. Сводные данные о влиянии на r_{\max} условий разряда, собранные из работ многих авторов (см. табл. IV), представлены на рис. 17 в виде графиков зависимости r_{\max} от энергии питающего контура.

Как видно из рис. 17, несмотря на различия экспериментальных методик и критериев границы столба, точки на таком графике ложатся достаточно кучно для того, чтобы можно было наметить общую зависимость r_{\max} от параметров. Наиболее сильно на r_{\max} влияет энергия $CU_0^2/2$. Для воздуха при атмосферном давлении можно принять эмпирическую формулу

$$r_{\max} = 0,5 \left(\frac{CU_0^2}{2} \right)^{0,4}, \quad (27)$$

где r — в мм, C — в мкф, U — в кв.

*) Глазер⁶⁷ предлагает характеризовать его другими параметрами: r_{\max} и периодом колебаний тока в разряде. Однако последний слишком косвенно связан с физическими явлениями в разряде. Хотя он более или менее однозначно связан с $D_{\text{нач}}$ и r_{\max} , пользоваться им для практического определения хода графика роста r_c со временем не представляется удобным.

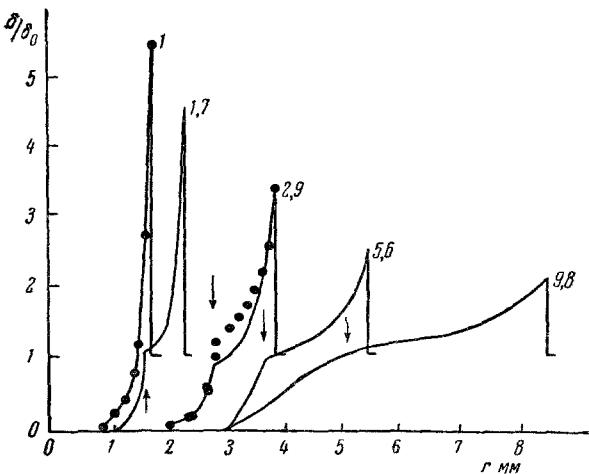


Рис. 16. Образцы экспериментальных (сплошные линии) и расчетных (точки) графиков радиального распределения плотности воздуха в различные моменты после начала разряда (время в мкесек). $U_0=10$ кв; $C=0,26$ мкф; $L=2$ мкз; $p_0=760$ мм рт. ст ³¹. Стрелками показаны положения «оболочки».

Уменьшение давления газа и индуктивности разрядного контура почти на порядок приводит к увеличению r_{\max} только на 15—30%. Емкость и напряжение порознь — при постоянстве $CU_0^2/2$ — почти не влияют на r_{\max} . О влиянии рода газа вообще говорить трудно из-за различия

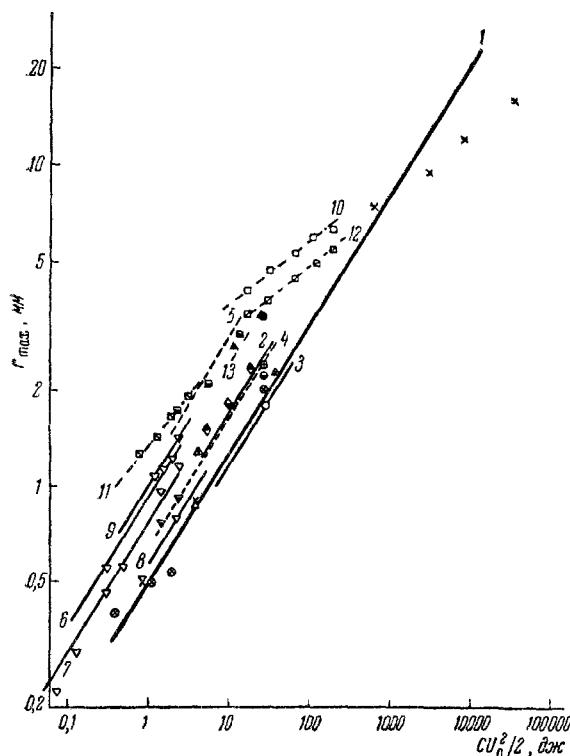


Рис. 17. Сводный график зависимости максимального радиуса столба разряда от различных параметров разрядного промежутка и питающего контура.

1, 2, 3 — Воздух, давление соответственно 1, 0,3; 3 ат; 4, 5 — аргон, давление 1 и 3—11 ат; 6, 7, 8 — ксенон с примесью водорода, давление 3 ат, индуктивности соответственно 0,02; 0,12 и 0,3 мкгн; 9 — криpton с примесью водорода, 3 ат, 0,12 мкгн; 10, 11, 12 — криpton, 2; 4 и 6 ат, 0,6 мкгн; 13 — водород, 1 ат. (Обозначения см. на рис. 15 и в табл. IV.)

практически встречающиеся условия разряда. Если в нее вместо коэффициента 0,5 подставить коэффициент 0,65, то отклонения фактических значений r_{\max} от рассчитанных по этой формуле не будут, как правило, превышать 20—25%.

Имеющиеся экспериментальные материалы позволяют, помимо данных о границах столба, составить некоторое суждение о его внутренних характеристиках. Обработка интерферограмм, подобных приведенной на рис. 12, б, позволила Долгову и Мандельштаму³¹ грубо оценить среднюю плотность газа во внутренней части столба (путем вычитания из общей массы возмущенного газа количества газа, сосредоточенного в сравнительно холодной зоне большой плотности, а также соответствующую

в характере свечения и прозрачности столба, особенно на поздней стадии расширения канала. Так, например, при разряде в аргоне столб к концу расширения настолько размывается, что в работе¹³¹ при одинаковых параметрах для его диаметра получались меньшие оценки, чем для диаметра столба разряда в криptonе или ксеноне, расширяющегося вначале значительно медленнее*). Столб разряда в водороде настолько нестабилен, судя по мгновенным фотографиям, полученным Фишером⁴⁹ с помощью ЭОП, что уже после 1—1,5 мксек после начала разряда вообще нельзя говорить о каком-то определенном его диаметре; как указывалось в конце § 3.2, это, может быть, объясняется действием магнитных сил.

Положение графиков для разных газов на рис. 17 все же показывает, что различие соответствующих значений r_{\max} не слишком велико (не превышает $\sim 60\%$ при одинаковых прочих условиях). Формула (27) может быть, таким образом, распространена в качестве оценочной на всевозможные практические

*) Аналогичной причиной, вероятно, объясняется существенное отличие графиков 10—12 от прочих данных на рис. 17.

концентрацию электронов (по отрицательной величине ($n-1$), где n — измеренный коэффициент преломления этой зоны столба*). В результате были получены примерно равные концентрации атомов и электронов ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), приблизительно постоянные на всем сечении горячей части столба. Подтверждение такого вывода означало бы, что вытекающие из чисто гидродинамической теории весьма высокие и все увеличивающиеся по мере приближения к оси градиенты плотности и температуры в столбе (см. рис. 10) на самом деле внутри столба отсутствуют или имеют значительно меньшую величину, чем на границе столба. Выравнивание плотности и температуры естественно было бы в этом случае связать с процессами диффузионного типа.

Однако вывод из работы³¹ трудно увязывается с результатами работ Сомервелла и др. ¹⁷⁷⁻¹⁷⁹, посвященных изучению пространственно-временного распределения пятен на аноде импульсного разряда (воздух, давление, близкое к атмосферному, l — несколько мм). Для получения воспроизводимых результатов анод в этих опытах покрывался однородной изолирующей пленкой в несколько десятков мкм . В ходе разряда на этой пленке накапливаются электроны до тех пор, пока не происходят местные пробои диэлектрика, после чего прианодное падение потенциала «фокусирует» новые приходящие электроны в «дырки», вызывая постепенно их расширение и образование оплавленных пятен на металле. Положение и размеры пятен при различных длительностях импульсного разряда позволяют судить об электрической проводимости прилегающей части столба. Применяя импульсы тока различной силы, с различной крутизной фронта, а также используя сдвоенные импульсы тока, следующие один за другим через регулируемый промежуток времени, авторы названных работ установили, что в период расширения канала разряда сперва образуются «дырки» около оси, а позднее они «покидаются» как бы вследствие уменьшения проводимости плазмы в этой области, и образуются новые «дырки» ближе к периферии столба. Скорость радиального перемещения пояса «действующих дырок» согласуется в течение первой $0,1 \text{ мксек}$ с расчетными значениями D , вытекающими из формул (16) и (22) гидродинамической теории, что, по мнению авторов, подтверждает представление о соответствии между мгновенным положением этих «дырок» и проводящей зоной столба. Существование «полой» зоны около оси столба говорило бы о том, что распределение плотности газа и температуры внутри имеют значительные градиенты.

В настоящее время вопрос о действительном распределении плотности и температуры внутри столба и в связи с этим о роли внутри столба физических процессов, не учитываемых гидродинамической теорией, остается еще открытым.

IV. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Важная для практического использования импульсных разрядов в качестве источников света картина зависимости их светотехнических характеристик (к. п. д., амплитудная сила света, яркость, длительность вспышки), от свойств газового промежутка (род и давление газа, расстояние

*). Такой метод оценки средней плотности газа в горячей зоне вспыхивает все же серьезные сомнения в правильности даже порядка величины полученного результата. В самом деле, чтобы получить приведенную авторами $\delta_{\text{ср}}=5 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$, требовалось произвести графическое интегрирование массы газа в холодной зоне с точностью до 0,1%.

между электродами, диаметр окружающего газ баллона) и от параметров питания обобщена в работах ^{76, 76a, 128a}. Здесь достаточно кратко отметить основные моменты этой картины, дополнив ее характеристиками, важными для понимания физических процессов в разрядах. Данные о к. п. д.

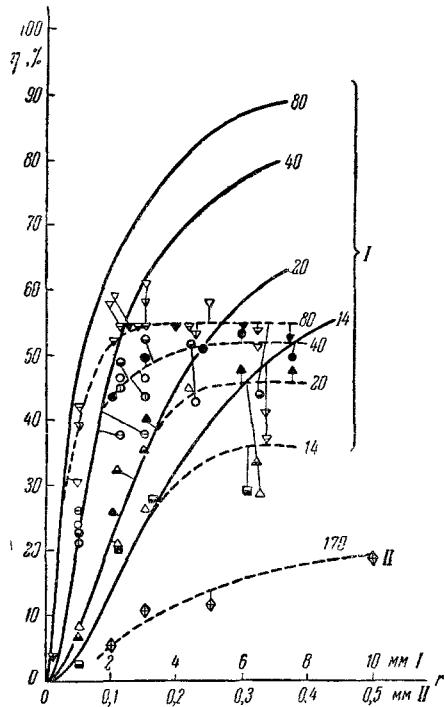


Рис. 18. Зависимость к. п. д. от внутреннего радиуса разрядной трубы.

Сплошные линии — расчетные графики, пунктир — усредненные экспериментальные кривые, построенные по точкам $\diamond — E_0 = 170 \text{ в/см}$, $\nabla — 80 \text{ в/см}$, $\circ — 40 \text{ в/см}$, $\triangle — 20 \text{ в/см}$, $\square — 14 \text{ в/см}$ (зачернены точки, полученные при $C = 600 \text{ мкФ}$, наполовину зачернены — при 152 мкФ , не зачернены — при 80 мкФ , перечеркнута вертикально — при 48 мкФ , горизонтально — при $14,5 \text{ мкФ}$, по диагонали — при 2 мкФ , крестом — при $0,25 \text{ мкФ}$) Все данные, кроме точек для $C = 0,25 \text{ мкФ}$, относятся к криптону при $p = 100 \text{ мм рт. ст}$ и $l = 50 \text{ см}$. Точки при $C = 0,25 \text{ мкФ}$ относятся к ксенону при $p = 600 \text{ мм рт. ст}$ и $l = 7 \text{ см}$.

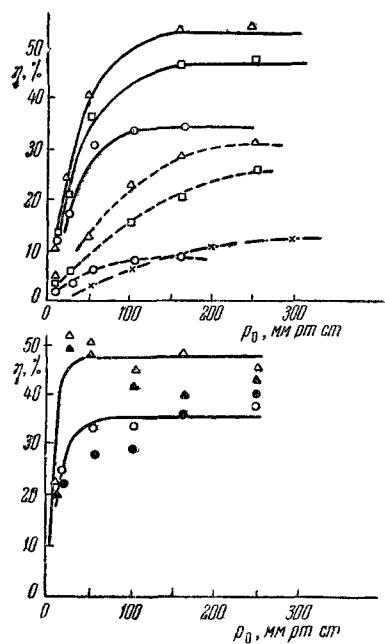


Рис. 19. Зависимость к. п. д. от давления газа при различных r_0 и EC .

Верхний график: сплошные линии — $r = 2,5 \text{ мм}$, криптон, пунктир — 1 мм , криптон, штрих-пунктир — $0,25 \text{ мм}$, ксенон, $\triangle — C = 152 \text{ мкФ}$, $E_0 = 40 \text{ в/см}^2$, $\square — 152 \text{ мкФ}$, 28 в/см , $\circ — 152 \text{ мкФ}$, 20 в/см , $\times — 0,25 \text{ мкФ}$, 170 в/см Нижний график $r = 6,5 \text{ мм}$, криптон, $\triangle — 152 \text{ мкФ}$, 40 в/см , $\blacktriangle — 48 \text{ мкФ}$, 71 в/см , $\circ — 152 \text{ мкФ}$, 20 в/см , $\bullet — 48 \text{ мкФ}$, 36 в/см

разрядов в трубчатых импульсных лампах с инертными газами, как это видно из рис. 9 и 18, хорошо согласуются с упомянутыми в § 2.2.3 откорректированными расчетными зависимостями в области не слишком больших r и E , при которых можно пренебречь реабсорбией излучения и при достаточно больших емкостях питающего конденсатора (основная часть разряда протекает после заполнения канала трубы). При больших r и E и достаточно высоких давлениях (порядка 10^2 мм рт. ст.) к. п. д. стремится к общему единому для данного газа пределу, несколько возрастающему с ростом атомного веса газа. В соответствии с расчетом в этой области к. п. д. не зависит от начального давления газа p (рис. 19). Влияние рода газа иллюстрируется табл. VI.

Таблица VI

Сравнительные значения к. п. д. трубчатых ламп для разных газов;
к. п. д. ксенона принят за 100^{122, 131}

Род газа	<i>r</i> , мм	<i>l</i> , см	<i>p</i> ₀ , мм рт. ст.	<i>C</i> , мкф	<i>E</i> , в/см	η , относ. един.
Ксенон	2—7	15—100	100—150	10—1000	40—150	100
Криптон	2—7	15—100	100—150	10—1000	40—150	80
Аргон	2—7	15—100	100—150	10—1000	40—150	60
Ксенон	0,25	7	600 ¹	0,25	170	100
Криптон	0,25	7	600	0,25	170	55
Аргон	0,25	7	600	0,25	170	16

Ниже определенной величины *p*₀, уменьшающейся с увеличением *r*, понижение *p*₀ начинает приводить к быстрому снижению к. п. д. Это можно связать с невыполнением исходных посылок расчета, например — о термодинамическом равновесии в канале, о механизмах излучения и энергетических потерях на стенах. При уменьшении емкости питающего конденсатора *C* ниже величины, определяемой из

$$\frac{CU^2}{2\pi rl} \cong 2 \text{ дж/см}^2, \quad (28)$$

к. п. д. снижается.

Из (28) следует, что для получения нормального к. п. д. в единице объема трубы должна рассеиваться определенная энергия, умноженная на радиус трубы (некоторая мера оптической глубины излучающего слоя). При *C*, меньших величины, определяемой из (28), относительное снижение к. п. д. равно

$$\frac{\eta}{\eta_{\max}} = \left(\frac{CU^2}{4\pi rl} \right)^{0,72}, \quad (29)$$

C — в мкф, *U* — в кв, *r* и *l* — в см. Представление о канале разряда в трубчатой лампе как об однородном столбе плазмы с продольным электрическим градиентом *U*₀—*U*₀/*l* (*U*₀ — сумма приэлектродных падений напряжения, составляющая обычно несколько десятков вольт) подтверждается графиками зависимости к. п. д. от *l*, на основе которых оценивается величина *U*₀^{131, 208}. Оно также согласуется с зависимостью длительности вспышки *τ* от параметров²⁰⁷, которая при *RC* разрядного контура (*R* — сопротивление лампы, *C* — емкость питающего конденсатора), превышающем $\sim 10^{-3}$ сек, приблизительно равна *RC*/2 (на уровне 35% максимума интенсивности; *RC*/2 — постоянная времени мощности разряда через сопротивление *R*, сила тока которого меняется по экспоненте с постоянной времени *RC*). В соответствии с уменьшением сопротивления разряда при росте градиента *E* *τ* при этом также уменьшается приблизительно пропорционально *E*^{-0,6}. При малых емкостях конденсатора *τ* начинает меняться пропорционально *C*^{1/2} и *r*^{-1/2}, что связано с незаполнением разрядом сечения трубы и сильной зависимостью к. п. д. от параметров. Поскольку полная энергия, излученная за вспышку, приблизительно равна произведению амплитудной интенсивности на *τ*, а яркость разряда, заполняющего трубку, может рассчитываться из его интенсивности и размеров трубы, картина зависимости от параметров к. п. д. и длительности вспышки позволяет определить любой ее светотехнический параметр. Экспериментальные данные об амплитудной яркости *B* канала могут быть также

обобщены эмпирической зависимостью

$$\frac{B}{\left(\frac{\eta}{\eta_{\max}}\right)^2} = \frac{E^{0.9}}{30} \quad (30)$$

(B — в Гн/м, начальный электрический градиент E — в в/см), где функция η/η_{\max} , отличающаяся от единицы при незаполнении разрядом сечения трубы, определяется из (29).

Обобщение светотехнических характеристик импульсных разрядов в коротких газовых промежутках, не ограниченных трубкой, показывает, что к. п. д. этих разрядов практически не зависит от напряжения и при C выше $\sim 0,1$ мкФ — от емкости C питающего конденсатора. При меньших C к. п. д. снижается сперва пропорционально $C^{1/3}$, а потом еще быстрее. Длительность вспышки пропорциональна корню квадратному из энергии, накопленной в конденсаторе, и соответственным образом зависит порознь от C и U .

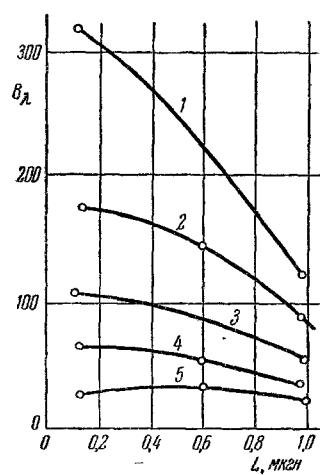


Рис. 20. Зависимость амплитуды спектральной яркости ($et/m^2 \cdot nm \cdot ster$) излучения разряда в аргоне от индуктивности разрядного контура для различных длин волны¹²⁸.

1² — $\lambda = 468$ нм; 2 — 554 нм;
3 — 652 нм; 4 — 723 нм;
5 — 887 нм, $p_0 = 4$ ат,
 $C = 0,011$ мкФ; $U = 12$ кв.

указанных параметрах для ксенона $\eta \approx 15$ лм/ет $\approx 18\%$, $\tau \approx 4$ мксек. Приблизительная пропорциональность η и τ атомному весу и их примерно одинаковая зависимость от давления газа означают практическую независимость амплитудной интенсивности J_a от газового наполнения; такая же независимость J_a от рода и концентрации излучающих атомов при большом влиянии этих величин на η и τ наблюдается для разрядов в парах взрываемой током проволочки¹²⁸. Точно так же независимость η от U и C — при достаточных C — и пропорциональность τ корню квадратному из энергии вспышки приводят к такой же пропорциональности для J_a и постоянству J_a при изменении C и U с соблюдением постоянства $CU^2/2$. При малых C амплитудная интенсивность убывает быстрее чем \sqrt{C} . Противоположный ход сравнительно слабых зависимостей η и τ от l и L приводит к более выраженному увеличению J_a с ростом l и уменьшением L . Особенно сильно L влияет на J_a , легких газов и смесей тяжелых и легких газов, для которых наибольшую величину имеет также dJ/dt — крутизна переднего фронта интенсивности.

Значительный имеющийся в литературе экспериментальный материал о яркости коротких вспышек^{49, 50, 64, 76а} для^{106, 107, 187, 188, 198, 199, 201, 202, 204а, 205},

^{217, 218} позволяет составить следующую общую картину зависимости амплитудной яркости от различных параметров, иллюстрируемую рис. 20—23 *):

а) В неограниченном разрядном промежутке максимальная в пространстве и во времени яркость B разряда увеличивается до определенного предела («насыщается») при увеличении давления газа, а также при возрастании концентрации энергии в пространстве и во времени за счет увеличения рабочего напряжения и уменьшения индуктивности разрядного контура и расстояния между электродами.

При давлениях до нескольких atm насыщенное значение $B_{\text{нас}}(p)$, достигаемое при определенной концентрации энергии, возрастает с давлением, а при больших давлениях перестает зависеть от p . Точно так же насыщенное значение $B_{\text{нас}}(E)$, достигаемое при определенном давлении, сперва возрастает с повышением концентрации энергии, а затем перестает зависеть от последней. Тем самым для каждого газа существует характерный для него абсолютный предел яркости разряда $B_{\text{абс}}$.

б) Для газов с меньшим атомным весом B при малых давлениях и концентрациях энергии ниже, чем для более тяжелых газов. Однако достижение предельной $B_{\text{абс}}$ в последних наступает при меньших p и концентрациях энергии, чем в легких газах. Дальнейшее увеличение p и концентрации приводит к тому,

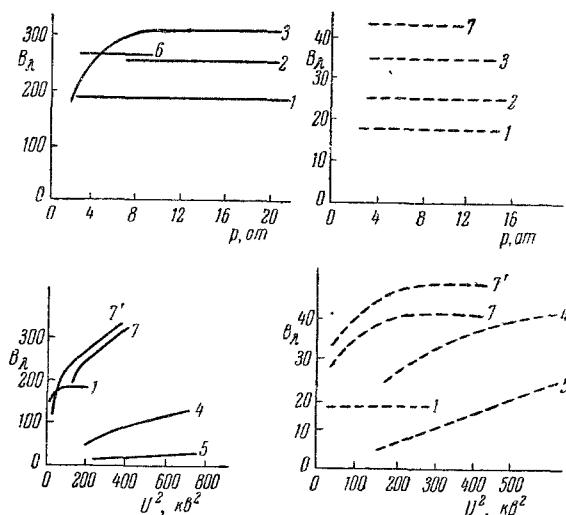


Рис. 21. Зависимость амплитуды спектральной яркости ($st/cm^2 \cdot \text{нм} \cdot \text{стэр}$) от p_0 и U^2 в различных газах ¹⁸⁸.

Сплошные линии — при $\lambda = 500 \text{ нм}$, пунктир — при 900 нм ,
 1 — Ксенона; 2 — криптона; 3 — аргона; 4 — неона;
 5 — гелия; 6 — кислорода; 7 — азота. $C = 0,2 \text{ мкф}$,
 $L = 0,8 \text{ мкн}$, U (при варьировании p_0) до 26 кВ , p_0
 (при варьировании U) — 2 atm (график $7'$ — 3 atm).

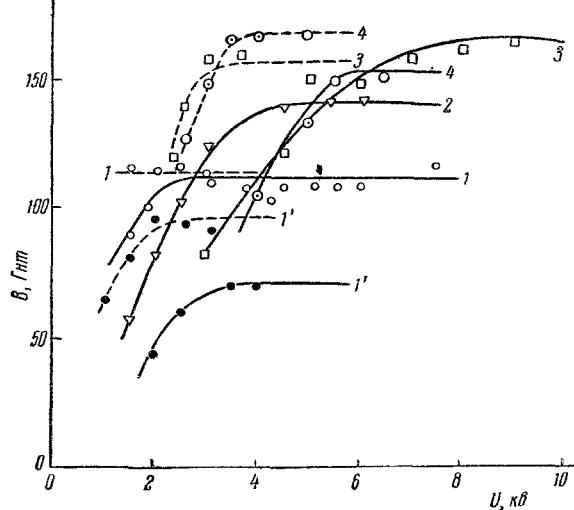


Рис. 22. Зависимость амплитуды световой яркости ($G_{\text{нм}}$) от напряжения питания ^{76a}.

1 — 5 $мм$, $C = 0,5 \text{ мкф}$, $L = 0,2 \text{ мкн}$ (сплошные линии) и $0,02 \text{ мкн}$ (пунктир). 1 — Ксенона, $p = 3 \text{ atm}$ ($1'$ — $0,66 \text{ atm}$); 2 — криптона, 3 atm ; 3 — аргона, 3 atm ; 4 — смесь: $0,66 \text{ atm}$ ксенона + $0,26 \text{ atm}$ азота.

* Сопоставление абсолютных световых значений $B_{\text{абс}}$, полученных в разных работах, позволяет предположить, что в работе ¹⁸⁹ были получены значения, заниженные ~ на 25% (возможно, из-за больших L), а в работах ^{108, 202} — слегка завышенные. Сильно завышенные значения $B_{\text{абс}}$ в работах ^{49, 59, 64} следует приписать отсутствию точной коррекции спектральной чувствительности измерительного фотоэлемента к стандартной кривой видности, а возможно, и другим измерительным погрешностям.

что яркость разряда в легких газах обгоняет переставшую расти яркость разряда в тяжелых газах. Абсолютный предел яркости разряда, таким образом, возрастает с уменьшением атомного веса A газа приблизительно пропорционально $A^{-1/3}$. Напряжение питания $U_{0,9}$, при котором B достигает величины $0,9B_{\text{абс}}$, приблизительно пропорционально A^{-1} , а также $L^{1/4}$, $C^{-1/4}$, $p_0^{-1/4}$ и $l^{1/4}$. Несколько аномальные значения $B_{\text{абс}}$ и $U_{0,9}$ обнаруживаются смесью газов, например воздух.

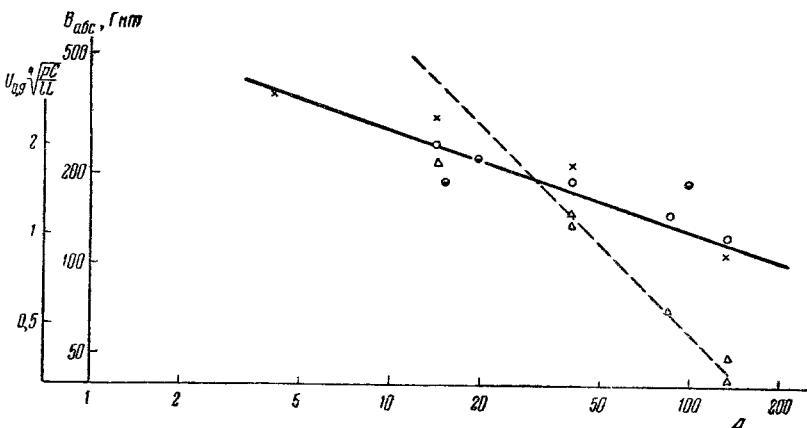


Рис. 23. Зависимости от атомного веса абсолютного предела яркости (сплошная линия, кружки — данные работы ^{76a}, наполовину зачернены точки, относящиеся к смесям газов; крестики — данные работ ^{108, 202}) и напряжения питания, при котором $B=0,9 B_{\text{абс}}$ (пунктир, треугольники ^{76a}).

в) Спектральная яркость разряда в области длинных волн достигает предела значительно раньше, чем в коротковолновой области.

Одно из предложенных объяснений описанной картины состоит в том, что при высокой концентрации энергии в газе последняя на некоторое время оказывается «запертой» внутри непрозрачного канала с предельно достигаемой в данном газе температурой наружных слоев. Это предложение как будто согласуется с тем фактом, что при разряде, ограниченном капилляром, в котором «запирание» излучения из-за малой оптической глубины излучающего слоя должно происходить в меньшей степени, достигаются более высокие яркости, чем в открытом разряде (в работе ²⁰⁵ были получены значения: $B=500$ Гнм, $T_{\text{ярк}}=94000^{\circ}$ К при разряде в капилляре диаметром 0,4 мм и длиной 10 мм, давлении воздуха 1 ат, емкости конденсатора 0,011 мкФ и напряжении 29 кВ) *).

Такое объяснение, предусматривающее существование значительных градиентов температуры в пределах проводящего столба разряда, противоречит, однако, измерениям температуры интерференционным методом ³¹, а также отсутствию самообращения линий ионизованных атомов (в участках спектров, в которых наличие линий доказывает, что сплошной фон еще не достиг яркости абсолютно черного тела) ^{108, 201} и равенству яркостей, наблюдавшихся с торца и перпендикулярно к оси капиллярного разряда ^{106, 204a}. В связи с этим напрашивается другое объяснение насыщения роста яркости, состоящее в том, что для каждого газа при определенной температуре настолько круто возрастает «эффективная теплоемкость»

*.) К аналогичным выводам о «запирании» излучения приводят измерение высоких температур в сильных ударных волнах, создаваемых в газе при химическом взрыве ¹³⁶.

плазмы, включающая расход энергии на ионизацию, излучение и расширение канала, что дальнейшее существенное повышение T потребовало бы практически труднодостижимого увеличения концентрации энергии в разряде. Можно предположить, что выявленные особенности значений яркости для смесей газов найдут свое объяснение, когда удастся рассчитать «эффективную теплоемкость» канала.

4.2. Оценки прозрачности и температуры канала

В связи с высокой температурой канала его излучение, в том числе относящееся к сплошному спектру, должно испытывать заметную реабсорбцию, степень которой является важной характеристикой плазмы. При весьма больших электрическом градиенте и концентрации энергии коэффициент поглощения плазмой собственного излучения составляет очень большую величину. Это следует из наблюдаемого почти полного равенства измеренной яркости коротких разрядов и расчетной яркости абсолютно черного тела; соответствующие измерения выполнены наиболее подробно в ряде работ Ванюкова, Мака и др., относящихся к высокointенсивным разрядам в капиллярах^{106, 108, 205} и неограниченных промежутках¹⁹⁷⁻²⁰¹. Напротив, в случае небольших электрических градиентов, имеющих место при длительных разрядах в трубчатых импульсных лампах, коэффициент поглощения собственного излучения должен быть небольшим. Это вытекает из совпадения соответствующих экспериментальных значений к. п. д. таких ламп с вычисленными без учета поглощения (рис. 9 и 18).

Прямое экспериментальное измерение поглощения света в искровом разряде производилось Лапортом и Гансом^{86, 88, 90}, Гуревичем^{68а}, Калькером¹⁸, Фишером⁴⁹ и Маршаком¹²⁵. Лапорт, работая с трубчатой ксеноновой импульсной лампой весьма низкого давления (~ 5 мм рт. ст.) при градиенте ~ 60 в/см и весьма малой емкости питающего конденсатора (до 2 мкФ), оценил, что этот коэффициент должен быть меньше $0,015$ см⁻¹. При более высоком градиенте (~ 220 в/см) в красной и зеленой частях спектра получались значения $\sim 0,1$ см⁻¹, а в синей — до $0,2$ см⁻¹. Гуревич для искрового разряда в воздухе при напряжении 7—9 кв и емкости питающего конденсатора, равной нескольким мкФ, получил значительно большую величину коэффициента поглощения *). Калькер качественно охарактеризовал поглощение света в конечной стадии искрового разряда в воздухе с примесью паров металлов.

Фишер, работая с мощным малоиндуктивным разрядным контуром ($L=0,035$ мкГн, $C=2,75$ мкФ), нашел, что прозрачность канала по отношению к собственному (отраженному зеркалом) излучению уменьшается ниже 20% для разряда в аргоне при давлении 2,5 ат и градиенте ~ 12 кв/см и для разряда в гелии соответственно при 28 ат и 23 кв/см. Основываясь на данных о расширении канала, приведенных в § 3.3, можно оценить, что соответствующие названной прозрачности значения коэффициента поглощения и превышают 10 см⁻¹. По данным Фишера поглощение канала приблизительно одинаково в диапазоне длин волн от 250 до 540 нм.

Определение интегрального по времени и по спектру коэффициента поглощения и в трубчатых импульсных лампах с длительностью вспышек 10^{-3} — 10^{-4} сек в работе¹²⁵ выполнялось путем измерения углового распределения интенсивности излучения. Этот метод ранее применялся для подобных целей в работах Фабриканта, Пульвера, Сафрая и Ароновича⁴⁴.

*) В работе Гуревича не приводится абсолютных значений коэффициента, выраженных обычным образом в обратных сантиметрах.

и Лапорта^{86, 88}. Относительная величина интенсивности по сравнению с той, которую имел бы чисто объемный излучатель, позволяла рассчитать μ по формулам, полученным Гершуном^{68a}. Полученный в работе¹²⁵ график зависимости μ от начального электрического градиента (рис. 24) показывает, что в обычных для трубчатых ламп режимах интегральный коэффициент поглощения лежит в пределах от 1 до 2 см⁻¹.

Помимо реабсорбции излучения, обширную информацию о состоянии плазмы дают спектральные характеристики излучения.

Картина спектрального распределения всей энергии, излучаемой импульсным разрядом за вспышку, представлена в работах Лапорта и его сотрудников⁹⁰, а также ряда других авторов^{4, 5, 66, 766, 77, 141, 149, 154, 172, 213a} и др. Она характеризуется наложением линий (дуговых и однократно и много-кратно ионизованных атомов^{*)} и сплошного фона. Последний объясняется значительным уширением некоторых линий из-за взаимодействия атомов в разряде, а также рекомбинацией и переходами «континуум — континуум», включая так называемый «псевдоконтинуум», образованный слиянием термов вблизи границы ионизации вследствие их уширения. Соотношение между интенсивностями линий и фона⁹⁰ зависит от концентрации энергии в разряде и рода и давления газа; фон усиливается при увеличении мощности разряда и уменьшении диаметра трубки и при увеличении атомного веса инертного газа и его давления^{**)}. Более заметную роль фон играет в ультрафиолетовой и видимой зонах спектра, в то время как в инфракрасной зоне он выражен значительно слабее. Типичные соотношения между долями энергии, попадающими в эти зоны, представлены в табл. VII^{213a}.

Изменение емкости питающего конденсатора на порядок величины и двукратное изменение напряжения питания практически не сказываются на спектральном распределении энергии трубчатых ламп, существенное изменение которого наступает только, например, при увеличении начального электрического градиента с 25 до 210 в/см. На относительное распределение энергии по зонам диаметр трубчатой лампы и давление газа влияют также не сильно, но оно существенно зависит от рода газа. Для шаровых ламп с коротким искровым промежутком увеличение емкости питающего конденсатора до нескольких мкФ влияет на распределение энергии по зонам весьма сильно.

Помимо изучения спектрального распределения полной энергии, излучаемой разрядом за всю вспышку, в ряде работ Богданова и Вульфсона^{13, 14, 215}, Мандельштама и его сотрудников^{112, 115, 116, 192} и Ванюкова, Мака и др.^{9a, 106, 108, 197-199, 203-205, 205a} исследовались спектры импульсного разряда в различные моменты времени.

В работах^{13, 14, 44a, 115, 116, 179a, 192, 203, 204, 205a, 215} было установлено, что отдельные элементы спектров (дуговые линии, линии однократно и много-

^{*)} Наблюдаются также линии, которые не возбуждаются в менее интенсивных разрядах в тех же газах, в том числе соответствующие «запрещенным» переходам

^{**)} При давлениях выше ~10 мм рт. ст. на интенсивном фоне снова появляются яркие линии, дающие увеличение световой отдачи разряда. Они также сильнее выступают для самых узких трубок из-за малой оптической глубины излучающего слоя газа.

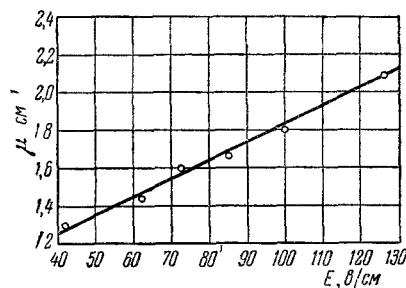


Рис. 24. Зависимость коэффициента поглощения в трубчатых импульсных лампах от начального электрического градиента.

($l=50$ см, $r=2,5$ мм, криптон, $p_0=150$ мм рт. ст., $C=36-320$ мкФ)

кратно ионизованных атомов, сплошной фон), имеющие различные энергии возбуждения, взаимно смещены во времени в соответствии с изменяющейся в ходе разряда температурой канала. На рис. 25 приведены примеры

Таблица VII

Доли энергии, излучаемой различными импульсными разрядами
в ультрафиолетовой (230—400 нм), видимой (400—700 нм)
и ближней инфракрасной (700—1000 нм) зонах спектра
(в % по отношению к $CU^2/2$)

Радиус баллона мм	Расстояние между электро- дами, мм	Газ	p_0 , мм рт ст	U кв	C , мкф	Доля энергии		
						у-ф	видим	и-к
2,5	70	Ксенон	100	0,3	2500	3	18	30
2,5	70	»	100	1,6	8	15	11	32
2,5	70	»	100	0,12	5800	—	13	35
0,25	70	»	600	1,2	0,25	—	7,2	15,5
0,25	70	Криптон	600	1,2	0,25	—	4,2	2
0,25	70	Аргон	600	1,2	0,25	—	1,2	2,6
12,5	2,5	Ксенон	2300	3	3	21	7,8	22
12,5	2,5	»	2300	3	0,27	4,5	5,9	5,5
12,5	2,5	»	2300	3	0,025	4	5,5	6,5

временных графиков интенсивностей различных линий и фона, полученных в работах^{115, 192}. Левый график, относящийся к воздуху при атмосферном давлении, показывает, что в самой ранней стадии разряда наибольшей интенсивностью обладают линии двукратно ионизованных атомов, несколько позднее достигается максимальная интенсивность сплошного фона, затем — линий однократно заряженных ионов и позднее всего — дугового спектра. Правый график, полученный для азота при пониженном давлении (при котором процесс бурного нарастания плотности тока затягивается, см. § 2.2.1 и⁸⁴), позволяет проследить изменение спектра не только в ходе спада температуры после максимума электрической мощности разряда, но и в ходе нарастания температуры. В самом начале здесь наблюдаются молекулярные полосы азота и слабые линии нейтральных атомов, позднее достигается первый максимум спектра однократно заряженных ионов, еще позже — двукратно заряженных ионов (максимум температуры), а после этого максимумы сменяются в обратном порядке*). На рис. 26, а для трех разных режимов разряда показано, как уменьшается время достижения максимума интенсивности линий с увеличением энергии возбуждения в верхнем уровне линии; здесь рассматривается процесс спада температуры после максимума электрической мощности.

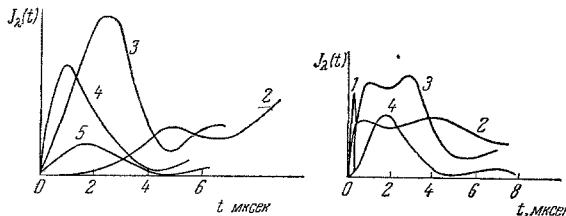


Рис. 25. Ход интенсивностей отдельных элементов спектра во время разряда.

1 — Полоса молекулы азота, 2 — линия H_α водорода, 3 и 4 — линии однократно и двукратно ионизованного атома азота, 5 — сплошной фон. Слева — воздух, 1 ат, 0,25 мкф, 10—15 кв, 10 м.гн¹⁹²; справа — технический азот, давление ниже 100 мм рт ст, остальные параметры те же 115 (По оси абсцисс время t в мкsec)

спада температуры после максимума электрической мощности разряда, но и в ходе нарастания температуры. В самом начале здесь наблюдаются молекулярные полосы азота и слабые линии нейтральных атомов, позднее достигается первый максимум спектра однократно заряженных ионов, еще позже — двукратно заряженных ионов (максимум температуры), а после этого максимумы сменяются в обратном порядке*). На рис. 26, а для трех разных режимов разряда показано, как уменьшается время достижения максимума интенсивности линий с увеличением энергии возбуждения в верхнем уровне линии; здесь рассматривается процесс спада температуры после максимума электрической мощности.

*). Графики на рис. 25 относятся к колебательным разрядам, чем объясняется повторное нарастание всех интенсивностей спустя 5 мкsec (после начала 2-го полупериода разряда).

Пользуясь тем, что при данном режиме разряда экспериментальные точки для всех линий с различными энергиями возбуждения ложатся на общий график, можно найти на нем точку с абсциссой, равной времени достижения максимума фона. Ординату этой точки можно принять за «эффективную энергию возбуждения сплошного фона», которая оказывается для различных интенсивностей разряда лежащей между 55 и 45 эв. Отсюда следует, что в образовании фона, создаваемого главным образом тормозным излучением электронов и рекомбинацией, заметную роль играют трех- или двукратно заряженные ионы.

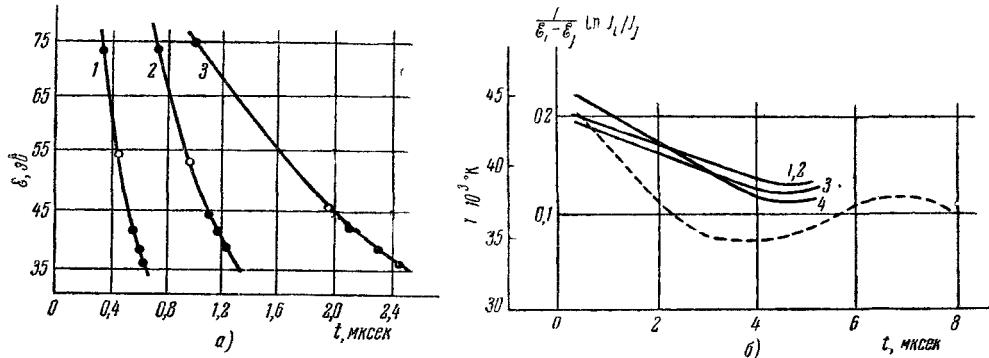


Рис. 26. Параметры линейчатого спектра короткого разряда в воздухе 192 , 112 (1 ат, $U_0 = 10 - 15$ кв).

а) Зависимость времени достижения максимума интенсивности линий азота (точки) и фона (кружки) от энергии возбуждения верхнего уровня 1 — 0,01 мкб, 10 мкен; 2 — 0,25 мкб, 2,6 мкен; 3 — 0,25 мкб, 10 мкен; б) временной ход логарифма отношения интенсивностей различных пар линий (сплошные графики совмещены для момента 2,5 мксек) и вычисленной из него (кривая 1) температуры (пунктир); 0,25 мкб, 10 мкен; обозначения сплошных графиков:

№ кривой	λ_i , нм	\mathcal{E}_i , эв	Спектр	λ_j , нм	\mathcal{E}_j , эв	Спектр
1	409,7	74	N III	399,5	35,5	N II
2	517,9	44,5	N II	504,5	33,5	N II
3	553,5	41,5	N II	549,5	47,5	N II
4	549,5	47,5	N II	460,7	35,5	N II

Если считать, что населенность уровней, в соответствии с формулой Больцмана, пропорциональна $\exp(-\mathcal{E}/kT_e)$, где T_e — электронная температура, k — постоянная Больцмана, то интенсивность i -й спектральной линии с частотой v_i равна *)

$$J_i = \frac{g_i}{g_0} h v_i A_i N_0 e^{-\mathcal{E}_i/kT_e}, \quad (31)$$

где g_i , g_0 — статистические веса верхнего и нижнего уровней, A_i — вероятность перехода, N_0 — концентрация атомов или ионов в невозбужденном состоянии.

В соответствии с этим

$$\frac{1}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j} \ln \frac{J_i}{J_j} = B_{ij} - \frac{1}{kT_e}, \quad (32)$$

где B_{ij} — константа, характерная для данной пары линий и не зависящая от температуры.

*) Здесь рассматриваются линии, не испытывающие реабсорбции. В работе 192 критерием отсутствия реабсорбции являлось постоянство на протяжении разряда относительной интенсивности линий мультиплета.

Отсюда ход величины $\frac{1}{\epsilon_i - \epsilon_j} \ln \frac{J_i}{J_j}$ с температурой, а следовательно, со временем должен быть одинаков для любой пары линий с точностью до некоторой постоянной. Рис. 26, б из работы¹⁹² подтверждает этот вывод, а тем самым и предположение о существовании определенной температуры и о большинской населенности уровней.

Основываясь на измерениях интенсивности линий на протяжении вспышки и формуле (31), для которой были рассчитаны вероятности переходов, а также формуле Саха, в работах^{108, 112, 116, 179a} была определена электронная температура плазмы разряда. Для момента $t=0,5$ мксек при условиях разряда, указанных в подписи к рис. 26, три пары линий, обозначенные в этой подписи номерами 1, 2 и 3, дали оценку электронной температуры соответственно 43; 38 и 52 тыс. °К.

В работе¹⁰⁸ при значительно более жестком режиме разряда (0,05 мкф, 2–8 кв, 0,1–0,04 мкгн) по четырем парам линий были получены значения температуры 26–33 тыс. °К. Средняя оценка по указанным работам, 35 тыс. °К, удовлетворительно согласуется с оценкой температуры газа $T_{\text{газ}} = -40\,000$ °К, полученной при исследованиях расширения канала и его электрических характеристик (см. гл. II и III), а также по измерениям яркости (см. ниже). Тем самым эксперимент подтвердил теоретический вывод^{112, 113, 116} о достаточно быстром установлении термодинамического равновесия в канале импульсного разряда и о применимости к нему формул Больцмана и Саха *).

На рис. 26, б показан также ход температуры канала со временем, рассчитанный описанным образом на основе измерений хода интенсивностей спектральных линий. Обращает на себя внимание сравнительно небольшой диапазон изменения температуры при значительном изменении мощности и интенсивности разряда. Этот факт является еще одним аргументом в пользу объяснения предельной яркости резким возрастанием «эффективной теплоемкости» канала (см. § 4.2.4). В табл. VIII приведены результаты расчета¹¹² степени ионизации азота при нескольких температурах, наглядно поясняющего преобладание спектра N III в момент максимума температуры и последующее возрастание спектра N II.

Совершенно независимую оценку температуры разряда позволяет получить измерение абсолютных величин спектральной яркости канала при настолько высокой концентрации энергии, что яркость достигает предельного значения. В работах^{197, 198, 205} были измерены на различных стадиях разряда спектральные распределения яркости сплошного фона в видимой и ближней инфракрасной областях. Эти измерения показали, что для не ограниченного капилляром разряда и достаточно большой концентрации энергии (малая индуктивность, высокие давление и напряжение питания, первые моменты разряда), при которой достигается насыщение по яркости, вход B_λ разряда хорошо накладывается на ход B_λ абсолютно черного тела, температура которого в случае ксенона равна 27 500° К.

*) Осторожная оценка^{112, 116} дает для времени установления стационарного распределения возбужденных атомов и ионов $\lesssim 10^{-10}$ сек, а для стационарного значения ионизации $\lesssim 10^{-7}$ сек.

Таблица VIII

Концентрации нейтральных, одно- и многократно ионизованных атомов азота при различных температурах¹¹²

$T, 10^3$ °К	N, %	$N^+,$ %	$N^{++},$ %	$N^{+++},$ %
20	1	98,7	0,3	—
30	0,03	50	50	—
40	—	4	93	3
50	—	0,4	61	38,6
60	—	0,02	10	90

Для разрядов в капиллярах, а также для неограниченных разрядов в воздухе, при которых экспериментальные условия в этих работах не позволяли получить насыщения по яркости, графики B_λ канала нельзя было с удовлетворительной точностью наложить на графики B_λ абсолютно черного тела с соответствующим подобранным температурой. Наложение графиков B_λ для ксенона на графики для абсолютно черного тела позволяло считать, что при указанных условиях канал разряда в этом газе имеет соответствующую температуру.

Более тонкий подход к оценке температуры посредством измерения спектральной яркости осуществлен в работах^{108, 200-202}. В последних B_λ определялась не только на участке сплошного спектра, но и в центре тяжести уширенных линий, в котором насыщение яркости наступает при режимах, значительно менее жестких, чем

Рис. 27. Значения температуры, вычисленные из максимальных величин B_λ в различных областях спектра по сплошному и линейчатому излучению¹⁰⁸.

1 — Ксенон 2 — аргон, 3 — азот, 4 — гелий
5 — воздух

режим, требуемый для насыщения фона. Признаком равенства B_λ линии и абсолютно черного тела является уширение линии из-за того, что ее центр как бы «упирается» в предельную при данной температуре яркость и крылья «догоняют» середину. Результаты описанного способа определения температуры для различных газов приведены на рис. 27. Этот рисунок показывает, что получаемая оценка T для воздуха ($38\ 000^\circ\text{K}$) удовлетворительно согласуется с оценками, произведенными другими методами. Оценка T для ксенона согласуется с оценкой, полученной в работах^{197, 198} по измерениям B_λ сплошного фона.

Описанная выше картина распределения по спектру энергии, излученной за всю вспышку, была дополнена в работах^{108, 109, 203, 204, 205} данными о спектральном распределении мощности излучения в различные моменты вспышки, в первых четырех работах — в диапазоне длин волн $250-550\text{ nm}$, а в пятой — $500-1000\text{ nm}$. Помимо выявленного еще в прежних работах различия в фазах появления и исчезновения линий с различными энергиями возбуждения верхних уровней, эти работы показали, что даже в момент максимальной мощности разряда ультрафиолетовый спектр мощности излучения, в том числе и сплошной фон, совершенно не похож на спектр абсолютно черного тела. Соответственное мгновенное спектральное распределение мощности не сильно отличается от спектрального распределения энергии, излученной за всю вспышку при таких же условиях разряда. Вместе с тем обращает на себя внимание приближение спектра

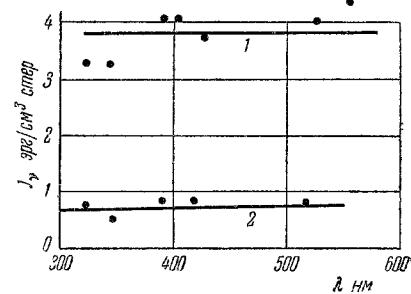
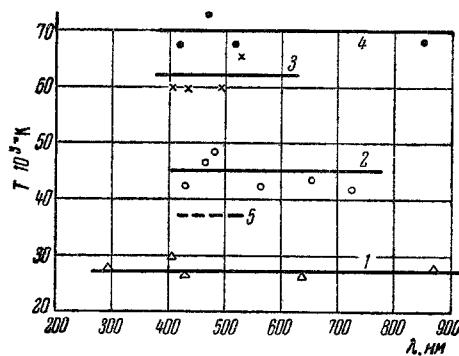


Рис. 28. Зависимость интенсивности J_v (отнесенной к единичному интервалу частот v и единице объема) сплошного фона разряда в гелии от длины волны¹⁰⁹.

$p_0=15\text{ atm}$, $U_0=5\text{ кв}$, время после начала разряда (в мкsec) 1 — 0,1 ($L=0,18\text{ мкм}$) 2 — 0,2 ($L=1\text{ мкм}$). J_v определялась путем деления спектральной яркости канала на его диаметр, при этом предполагалось, что канал прозрачен

к эквиэнергетическому распределению в моменты, следующие за максимумом мощности, а также снижение сплошного фона даже в момент максимума мощности при малых абсолютных значениях последней, уменьшенной за счет большой индуктивности разрядного контура.

Представляют интерес полученные в работах^{108, 204} данные об уширении и смещении некоторых спектральных линий в моменты, близкие к максимуму мощности разряда. Эти данные показывают, что под действием весьма больших межмолекулярных полей некоторые линии уширяются на несколько nm и в результате квадратичного штарк-эффекта смещаются в красную или синюю сторону (в зависимости от знака постоянной штарк-эффекта) на 1—2 nm . Пользуясь принятыми в спектроскопии методами расчета, в названных работах получены оценки концентраций электронов, соответствующих измеренным уширениям и сдвигам. Эти оценки дали для концентрации электронов величины порядка $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (гелий, 15 ат, 9 кв, 0,18—1 мкгн). Другая оценка N была получена в работах^{108, 109} на основе измерений интенсивности сплошного фона разряда в гелии (рис. 28). При этом получились величины примерно в три раза более высокие. Полученные величины N позволили^{108, 109} с помощью гидродинамических соотношений еще одним способом оценить температуру канала. По значениям N из уширения линий получается температура разряда в гелии 100—200 тыс. $^{\circ}\text{K}$, по значениям N из интенсивности сплошного фона — 45—70 тыс. $^{\circ}\text{K}$.

V. ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

В настоящее время еще не создано такого обобщающего представления о физических явлениях в приэлектродных областях импульсного разряда, из которого можно было бы извлечь практические закономерности, существенные для применения этого разряда в технике импульсных источников света. Однако, благодаря сравнительной изолированности приэлектродных процессов в основном канале разряда и их в большинстве случаев не первостепенной значимости для практики (основные внешние проявления разряда определяются его каналом), недостаточность развития физики приэлектродных явлений на первых порах была малоощутима. Только большой прогресс технического применения импульсных источников света привлек в последнее время к приэлектродным явлениям внимание многих исследователей.

Особая сложность этих явлений вытекает из того, что к радиально-временной неоднородности канала разряда здесь добавляется еще и продольная неоднородность вместе с целым рядом дополнительных взаимно связанных физических процессов в граничном слое «газ—металл» и в толще металла. В числе таких процессов можно в первую очередь назвать:

а) ионизацию газа в приэлектродных областях, формирование приэлектродных объемных зарядов и эмиссию электронов из катода, определяющие энергию, которая подводится к электродам (приэлектродные потери, сказывающиеся на к. п. д. разряда), и условия их бомбардировки частицами плазмы;

б) распространение тепла в электродах, расплавление и испарение металла электродов, непосредственно определяющие второе, помимо к. п. д., важнейшее с технической точки зрения внешнее проявление всех приэлектродных процессов — распыление электродов и вызванное им потемнение баллона импульсной лампы, которым обычно ограничивается ее долговечность.

Все эти процессы настолько сложны, что в настоящее время еще отсутствует их общепринятое теоретическое обобщение даже для

стационарных дуговых разрядов. Более того, прерывистый (в пространстве и во времени) характер явлений на катоде стационарных дуг привел к тому, что изучение приэлектродных областей дуги пошло по линии экспериментов с импульсными разрядами, и в настоящее время исследования приэлектродных областей стационарных и импульсных разрядов осуществляются почти единным фронтом.

Учитывая весьма незавершенное состояние этих исследований, в настоящем изложении целесообразно дать краткую сводку основных имеющихся сведений о приэлектродных явлениях.

Наблюдения катодного пятна, выполненные с помощью затвора Керра электронно-оптического преобразователя, по меткам, оставляемым на катоде, и т. д.^{15, 24, 33, 56-58, 114, 116, 152, 169, 175, 176, 220} показали, что пятно имеет множественную структуру. Структурным элементом его является микрообласть с поперечником $5-10 \text{ мк}$, обеспечивающая силу тока в разряде $0,5-5 \text{ а}$. Такое микропятно, плотность тока в котором составляет от нескольких единиц на 10^5 до 10^7 а/см^2 , существует на определенном месте весьма короткое время ($\sim 0,1 \text{ мксек}$). Между светящейся зоной микропятна и катодом имеется темное пространство шириной $\sim 0,1 \text{ мм}$, и поэтому плотность тока на самом катоде может быть еще выше. В случае совершенно однородной поверхности (ртутный катод) пятно плавно перемещается со скоростью $\sim 10^4 \text{ см/сек}$, растягиваясь в отрезок дуги по мере роста тока. При этом сохраняется постоянство плотности тока, и дуга при достаточной крутизне тока dJ/dt приближается к окружности или полуокружности (если первоначальное пятно возникло на краю катода). Если dJ/dt настолько велика, что увеличения активной поверхности за счет роста радиуса дуги становится недостаточно, то в стороне возникают новые микропятна, из которых потом разбегаются такие же дуги. В случае неоднородной поверхности (загрязнения, кристаллическая структура) микропятна перемещаются скачками, сосредоточиваясь на неоднородностях. Средняя скорость перемещения пятен вдоль поверхности катода имеет порядок 10^5 см/сек . Число микропятен в этом случае, по-видимому^{24, 57, 116}, равно частному от деления полной силы тока в разряде на силу тока $\sim 5 \text{ а}$ в одном пятне. В целом совокупность пятен по мере нарастания тока и расширения канала охватывает весьма значительную зону катодной поверхности.

Образование микропятен связано с возникновением центров эмиссии. Последняя, например, может быть объяснена комбинированным действием термозелектронного и автоэлектронного механизмов⁹²⁻⁹⁴: под действием подведенной к небольшой области на катоде энергии эта область нагревается, и в электронном газе металла повышается населенность высоких энергетических уровней, благодаря чему при электрическом поле у катода $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ е/см}$, которое может быть создано объемным зарядом при плотности тока $\sim 10^6 \text{ а/см}^2$, становится возможной автоэлектронная эмиссия с указанной плотностью тока. Соответствующая оценка температуры нагретой области (3000° К с учетом фактора шероховатости и 3500° К без него) представляется вполне реальной²³ для катодов из меди и более тугоплавких металлов. Вместе с тем для ртутного катода кажется более правдоподобным другой механизм^{42, 155}, авторы которого считают его также применимым к меди: в возникающем из-за местного нагрева облаке паров металла атомы возбуждаются и, возвращаясь в основную массу металла в течение короткого времени, за которое они не успевают испустить фотон, вызывают эмиссию электронов, подобную эмиссии под действием метастабильей в таунсендовском разряде (« e -процесса)¹²⁶. Такой механизм подтверждается прикидочным расчетом на основе оценки числа возвращающихся атомов $\sim 10^{25} \text{ атомов/см}^2 \cdot \text{сек}$ (эксперимент дает количество испа-

ляемой ртути $3 \cdot 10^{-4}$ г/кулон, т. е. 10^{24} атомов/см²·сек²); отношение числа возвращающихся атомов к числу ушедших из облака может быть равным 10:1, дающих при $\varepsilon \sim 1$ плотность тока эмиссии $\sim 10^6$ а/см². Возможно, что большая плотность тока в микропятне связана с собственным магнитным полем, действующим на ионизованный пар.

Выделение в микропятне значительной энергии приводит к мгновенному испарению определенного количества металла, сопровождающемуся взрывообразным распространением паров. Эксперимент^{70, 114} показывает дискретную структуру струй с твердых катодов, согласующуюся с дискретной структурой катодных микропятен (время испускания одной струи — порядка 10^{-7} сек — равно времени жизни одного пятна).

Взрыв микропятна в каком-то смысле аналогичен взрыву под действием конденсированного электрического разряда тонкой металлической проволочки^{3, 30, 43, 85, 128}. Так же как при взрыве проволочки электрический ток прерывается в первый момент из-за большой плотности пара (возобновляясь только после расширения пара), так и при взрыве микрообласти на катоде дальнейшее прохождение тока в данной точке катода становится невозможным. Именно этим, по-видимому, объясняется перемещение центра эмиссии на соседние участки катода. Такой механизм подтверждается, например, соотношением между скоростью распространения ударной волны, вычисленной на основе гидродинамической теории (см. § 3.2), и полученной Бойлем¹⁵ из эксперимента средней скоростью перемещения вдоль нитевидного электрода импульсных микроразрядов**) релаксационного контура (емкость порядка 100 мкмкф, зарядное сопротивление порядка 1 ком).

Взрывообразный характер вырывания паров из катода подтверждается спектроскопическими исследованиями факелов, образующихся на катодах из сплавов¹⁵¹, а также абсолютными измерениями скоростей потоков^{70, 114, 116, 169}. Первые показали, что при изготовлении катодов из сплава металлов скорости различных атомов в струях пара одинаковые, а вторые — что скорости струй составляют 10^5 — 10^6 см/сек. Скорости эти изменяются в соответствии с изменением тока в разряде и обратно-пропорциональны атомному весу металла катода, так что кинетическая энергия атомов в струях с катодов из различных металлов при равных режимах разряда оказывается одинаковой^{114, 169}.

В литературе имеется несколько попыток рассчитать процесс испарения металла, содержащегося в струе пара^{100, 114, 176}. Расчеты эти основываются на той или иной оценке энергии, подводимой к металлу из прилегающей области канала (в работе¹⁰⁰ берется, по-видимому, заниженная оценка ионного тока и принимается, что каждый ион успевает рекомбинировать благодаря туннельному эффекту и передать энергию возбуждения металлу; в работах^{114, 116, 176} энергия оценивается как произведение плотности тока, определенной из осциллограмм тока и размеров микропятна, на ориентированную величину катодного падения ~ 10 в и на время интервала между выбросами отдельных струй: ~ 1 мксек***)), и на оценке, путем решения уравнения теплопроводности, глубины зоны металла вокруг катодного пятна, в пределах которой температура

*) Согласуется с данными Либина¹⁰⁰ для легкоплавких катодов, согласно которым количество испаряемых свинца или висмута составляет $4 \cdot 10^{-4}$ г/кулон.

**) Бойль¹⁵ связывает возникновение разрядов с перемещением за фронтом ударной волны области пониженной плотности, в которой расстояние между расположенным весьма близко электродами соответствует минимуму кривой Пашена.

***) Такой большой интервал получается при значительной индуктивности разрядного контура ($L \geq 100$ мкгн). При меньших L отдельные струи накладываются одна на другую.

достигает точки плавления (в работе ¹⁰⁰) или кипения (в работах ^{114, 116}). В результате этих различных по исходным данным расчетов получается одинаковый, согласующийся с экспериментом, порядок скорости испарения металла ($\sim 10^2$ г/сек). Различия в исходных посылках (в работе ¹⁰⁰ даже не принимается во внимание множественная структура катодного пятна) и условиях эксперимента не позволяют, однако, пока считать это совпадение убедительным подтверждением теорий, на основе которых методы расчета можно было бы использовать в практических целях. Таким образом, результаты расчетов скорее служат иллюстрацией приемлемости положенной в их основу физической гипотезы*). Такой же иллюстрацией является оценка в работах ^{114, 116} баланса энергии в катодном пятне (из 10 кал/см², приходящих в пятно, 1 кал/см² рассеивается в металле вследствие теплопроводности, 3 кал/см² затрачиваются на испарение и 6 кал/см² превращаются в кинетическую энергию струи) и давления паров металла, вырывающихся из катода (~ 100 ат), которое определяет возникновение взрывной волны. Гидродинамическая природа факела, температура паров в котором равна 2—3 тыс. °К, согласуется с наблюдаемым ^{114, 116} тонким слоем темного пространства между поверхностью катода и ярко светящейся зоной микропятна. Последняя, очевидно, представляет собой облако паров, нагревшееся разрядом после вылета на пути $\sim 0,1$ мм до температуры плазмы 20—40 тыс. °К ^{114, 116, 181a}.

Более надежными представляются рассчитанные в работе ¹⁰⁰ относительные значения скоростей испарения различных металлов. В результате решения уравнения теплопроводности для массы M металла, охваченной зоной плавления при мгновенном выделении в точке поверхности энергии \mathcal{E} , получается выражение

$$M = 0,3 \frac{\mathcal{E}}{\gamma T_0}, \quad (33)$$

где γ — удельная теплоемкость металла, T_0 — его температура плавления

Применение этой формулы оправдывалось бы в том случае, если бы выделяемая на катоде энергия не зависела от его материала (при большом различии в работе выхода это, очевидно, не должно иметь места) и количество выбрасываемого металла не зависело от скрытой теплоты плавления и нагрева его до испарения. Удовлетворительное соответствие относительных значений скорости испарения, полученных для разных чистых металлов из формулы (33) и из эксперимента (см. табл. IX), показывает возможность этих допущений; для активированных катодов эта формула не дает правильной оценки M .

При конкретных условиях эксперимента, при которых производились измерения скорости испарения катодов в работе ¹⁰⁰, наблюдалась строгая пропорциональность между испаренным веществом и пропущенным через разряд количеством электричества (при варьировании емкости питающего конденсатора, рабочего напряжения и, в пределах до 7 ом, балластного сопротивления). Однако для большинства условий, встречающихся в практике конструирования импульсных ламп, такая пропорциональность совершенно не соблюдается ²⁰⁶ и зависимость скорости распыления от названных параметров имеет довольно сложную картину. Это можно связать, во-первых, с тем, что формула (33), выведенная для случая мгновенного и точечного выделения энергии на катоде, не распространяется на случаи разрядов со сравнительно большой длительностью импульса

*) Следует отметить, что в настоящее время еще не осуществлен вполне надежный расчет даже значительно более простого случая мгновенного испарения металла при взрыве проволочки ^{30, 43, 85}.

и большой одновременно работающей зоной катода. Во-вторых, нельзя ожидать, что при значительном варьировании режимов разряда должна соблюдаться пропорциональность между энергией, выделяемой на катоде, и пропущенным через разряд количеством электричества.

Таблица IX

Средняя скорость испарения в импульсных разрядах катодов из различных чистых металлов¹⁰⁰ (разряды в аргоне, 500 м.м. рт. ст., $l=4$ м.м., диаметр катода 2,5 м.м., $C=3$ мкф, $U=520$ в, балластное сопротивление 1 ом, частота 50 гц)

Материал катода	Единицы	Be	Al	Mo	W	Cu	Ag
Принятое при расчете среднее значение удельной теплоемкости	кал/г град	0,6	0,32	0,08	0,042	0,15	0,086
Вычисленная скорость *)	10^{-7} г/сек	4,3	16	16	23	20	40
Наблюдаемая скорость **)	10^{-7} г/сек	3,0	12	14	14	17	27
Материал катода	Единицы	Zn	Cd	Sb	Sn	Pb	Bi
Принятое при расчете среднее значение удельной теплоемкости	•	0,14	0,080	0,098	0,080	0,039	0,058
Вычисленная скорость *)	10^{-7} г/сек	56	130	54	180	260	210
Наблюдаемая скорость **)	10^{-7} г/сек	55	91	91	200	340	380

*) Абсолютные вычисления производились в работе¹⁰⁰ путем подстановки в формулу (33) следующего выражения для суммарной энергии, рассеиваемой на катоде за 1 сек: $\mathcal{E}=fCUV_t \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ (f — частота вспышек, V_t — потенциал ионизации газа, m_e и m_i — массы электрона и иона), получаемой из названных выше предположений.

**) Если принять, что скважность импульсов тока в работе¹⁰⁰ составляла $\sim 5 \cdot 10^3$ (соответствует реальной эффективной длительности импульса тока ~ 4 мксек), то приводимая в таблице средней скорости испарения $20 \cdot 10^{-7}$ г/сек соответствует скорости во время импульса тока $\sim 10^{-2}$ г/сек.

Мы обрисовали в общих чертах имеющуюся картину процессов на катоде импульсного разряда. Поскольку потемпение баллона импульсных ламп в основном связано с распылением катода (при достаточно больших размерах анода, при которых он не перегревается в целом до температуры интенсивной возгонки металла, анод в импульсных лампах практически почти не распыляется) и он же влияет на к. п. д. разряда, явления на аноде представляют меньшее практическое значение. Вкратце они сводятся к стягиванию канала в одно общее пятно, в котором при обычных условиях происходит непрерывное, более спокойное (без взрывов и с меньшими, чем на катоде, скоростями истечения) испарение металла. По мере расширения канала разряда анодное пятно также расширяется¹⁷⁷. Плотность тока в нем составляет около 10^5 а/см². Анодное падение, оцениваемое по термическому эффекту¹² (определению толщины фольги, проплавляемой в ходе разряда, с последующим расчетом распространения тепла, аналогичным применяемому для катода), составляет 2—9 в.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. А б р а м с о н, Н. М. Г е г е ч к о р и, ЖЭТФ 21, 484 (1954).
2. И. С. А б р а м с о н, Н. М. Г е г е ч к о р и, С. И. Д р а б к и н а, С. Л. М а н д е л ь ш т а м, ЖЭТФ 17, 862 (1947).
3. И. С. А б р а м с о н, И. С. М а р ш а к, ЖТФ 12, 632 (1942).
4. J. N. A l d i n g t o n, Endeavour 7, 21 (1948).
5. J. N. A l d i n g t o n, A. J. M e a d o w c r o f t, JIEE 95, pt. II, 671 (1948).
6. K. A n d o, B. M a t s u o k a, Mem. Ehime Univ. 3, 1 (1955).
- 6a. K. A n d o, K. T a k a h a s h i, Mem. Ehime Univ. 4, 11 (1960).
7. С. И. А н д� е в, М. П. В а ню к о в, Докл. на 2-м совещании по высокоскоростной фотографии (Москва, 1960), Усп. научн. фотограф. том 9.
8. С. И. А нд р е в, М. П. В а ню к о в, ЖТФ 31, 961 (1961).
9. А. А. Б а б у ш к и н, ЖЭТФ 15, 32 (1945).
- 9a. И. Ф. Б а л а ш о в, М. П. В а ню к о в, В. Р. М у р а т о в, Е. В. Н и л о в, Оптич. и спектр. 10, 540 (1961).
10. E. J. G. B e e s o n, K. M. H. R h o d e s, J. Photogr. Sci. 4, 54 (1956).
11. R. A. B i r d, F. W. M i e h e, H. E. E d g e r t o n, Photogr. Engng. 7, 26 (1956).
12. W. R. B l e v i n, Austral. J. Phys. 6, 203 (1953).
13. С. Я. Б о г д а н о в, К. С. В у л ь ф с о н, ДАН СССР 30, 309 (1941).
14. С. Я. Б о г д а н о в, К. С. В у л ь ф с о н, ДАН СССР 40, 431 (1943).
15. W. S. B o u l e, J. Appl. Phys. 26, 584 (1955).
16. С. И. Б р а г и н с к и й, ЖЭТФ 34, 1548 (1958).
17. K. B u s s, Arch. Elektrotechn. 26, 266 (1932).
18. J. van C a l k e r, Naturwiss. 40, 434 (1953).
19. F. E. C a r l i s o n, D. A. P r i t c h a r d, Illum. Engng. 42, 235 (1947).
20. W. D. C h e s t e r m a n, D. R. G l e g g, 2nd Congr. Intern. Photogr. Cinematogr. Ultra-Rapides, Dunod, Paris, 1956, стр. 8.
21. M. C l o u r e a u, 3rd Congr. Intern. fenom. d'ioniz. gas, Rendiconti, Milano, 1957, стр. 196.
22. M. C l o u r e a u, Compt. rend. 244, 2033 (1957).
- 22a. M. C l o u r e a u, J. phys. et radium 21, 189 (1960).
23. J. D. C o b i n e, E. E. B u r g e r, J. Appl. Phys. 26, 895 (1955).
24. J. D. C o b i n e, C. J. G a l l a g h e r, Phys. Rev. 74, 1954 (1948).
25. W. M. C o n n, JOSA 41, 445 (1951).
26. W. M. C o n n, Z. angew. Phys. 7, 539 (1955).
27. K. D. C r a i g, J. D. C r a g g s, Proc. Phys. Soc. B66, 500 (1953).
28. J. D. C r a g g s, J. M. M e e k, Proc. Roy. Soc. A186, 241 (1946).
29. J. D. C r a g g s, J. M. M e e k, Research 4, 4 (1951).
30. E. D a v i d, Z. Phys. 150, 162 (1958).
31. Г. Г. Д о л г о в, С. Л. М а н д е л ь ш т а м, ЖЭТФ 24, 691 (1953).
32. С. И. Д р а б к и н а, ЖЭТФ 21, 473 (1951).
33. H. S. D u n k e r l e y, D. L. S c h a e f e r, J. Appl. Phys. 26, 1384 (1955).
34. H. E. E d g e r t o n, JOSA 36, 390 (1946).
35. H. E. E d g e r t o n, JSMPE 52, № 3, pt. II, 8 (1943).
36. H. E. E d g e r t o n, Electronic Equipment Engng. (1958).
37. H. E. E d g e r t o n, 4. Kongr. Intern. Kurzzeitphotographie, Helwich, Darmstadt, 1959, стр. 91.
38. H. E. E d g e r t o n, J. T r e d w e l l, K. M. C o o p e r, JSMPE 70, 177 (1961).
39. H. E. E d g e r t o n, R. B o n a z o l i, J. T. L a m b, JSMPE 63, 15 (1954).
40. H. E. E d g e r t o n, P. Y. C a t h o u, Rev. Sci. Instr. 27, 821 (1956).
41. H. E. E d g e r t o n, D. A. C a h l a n d e r, JSMPE 70, 7 (1961).
42. A. v o n E n g e l, A. E. R o b s o n, J. Appl. Phys. 29, 734 (1959).
43. Exploding Wires. Ed. by W. G. Chace, H. K. Moore, Plenum Press, N. Y.—Chapman, Lnd. 1959.
44. B. A. Ф а б р и к а н т, О. С а ф р а й, В. А р о н о в и ч, ЖТФ 6, 1006 (1936).
- 44a. H. F e l d k i r c h n e s, H. K r e m p l, Arch. Eisenhüttenwesen 27, 621 (1956).
45. H. F i s c h e r, JOSA 43, 394 (1953).
46. H. F i s c h e r, Phys. Verhandl. 6, 177 (1955).
47. H. F i s c h e r, JOSA 47, 981 (1957).
48. H. F i s c h e r, Tele-Tech. and Electronics, Lnd. 15, 15 (1956).
49. H. F i s c h e r, Confer. Extremely High Temperatures, J. Wiley, N. Y.—Chapman, Lnd. 1958, стр. 41.
50. H. F i s c h e r, Патент США, кл. 315-61, № 2911561, 3.11.59.
- 50a. H. F i s c h e r, JOSA 51, 543 (1961).
51. J. A. F i t z p a t r i c k, J. C. H u b b a r d, W. J. T h a l e r, J. Appl. Phys. 24, 1269 (1953).
52. N. H. F l e t c h e r, J. M. S o m e r v i l l e, Brit. J. Appl. Phys. 7, 419 (1956).
53. R. C. F l e t c h e r, Phys. Rev. 76, 1501 (1949).

54. J. W. Flowers, Phys. Rev. 64, 225 (1943).
 54a. R. L. Forgas, IRE Nat. Convent. Res. 5, 114 (1957).
 55. G. Frind, Z. angew. Phys. 12, 231 (1960).
 56. K. D. Froome, Proc. Phys. Soc. 60, 424 (1948).
 57. K. D. Froome, Proc. Phys. Soc. B62, 805 (1949).
 58. K. D. Froome, Proc. Phys. Soc. B63, 377 (1950).
 59. F. Früngel, Optik 3, 128 (1948).
 60. F. Früngel, Z. angew. Phys. 5, 102 (1953).
 61. F. Früngel, Z. angew. Phys. 6, 183 (1954).
 62. F. Früngel, W. Thorwart, V. D. I. Zs. 97, 1305 (1955).
 63. Н. М. Гегечкори, ЖЭТФ 21, 493 (1951).
 63a. А. А. Гершун, Phys. Z. Sowjetunion 2, 149 (1932).
 64. G. Glaser, Optik 7, 33, 61 (1950).
 65. G. Glaser, Z. Naturforsch. 6a, 706 (1951).
 66. G. Glaser, Elektron in Wissenschaft und Technik 1951, стр. 317.
 67. G. Glaser, Z. Phys. 143, 44 (1955).
 68. H. Grabner, M. Regler, Techn.-Wiss. Abh. Osram. 7, 52 (1958).
 68a. И. М. Гуревич, Ж. опт.-мех. пром., № 4 (1954).
 69. С. Д. Гвоздовер, ЖЭТФ 7, 867 (1937).
 70. V. Hermosch, Чех. физ. ж. 9, 84, 224, 377, 505 (1959).
 70a. Н. Неб, K. Kischel, H. Morgenthaler, K. Seliger, Ann. Phys. (7), 8, 189 (1961).
 71. J. B. Higham, J. M. Meek, Proc. Phys. Soc. B63, 649 (1950).
 72. K. Höcker, P. Schulz, Z. Naturforsch. 4a, 266 (1949).
 73. C. D. Hoyt, W. W. McCormick, JOSA 40, 658 (1950).
 73a. W. Jaedicke, ETZ 13, 481 (1961).
 74. В. П. Иванов, И. С. Маршак, ПТЭ, № 1, 92 (1960).
 74a. Q. A. Kerns, F. A. Kirsten, G. C. Cox, Rev. Sci. Instr. 30, 31 (1959).
 75. M. Keilhacker, Z. angew. Phys. 12, 49 (1960).
 76. В. П. Кирсанов, И. С. Маршак, В. Ф. Рazuмцев, Л. И. Шукин, Светотехника (1962) (в печати).
 76a. В. П. Кирсанов, В. А. Гаванин, И. С. Маршак, Опт. и спектр. 13, № 2 (1962).
 76b. В. П. Кирсанов, И. С. Маршак, М. И. Эпштейн, Опт. и спектр. 13, № 3 (1962).
 77. G. Knott, Photogr. J. B89, 46 (1949).
 78. W. Kohlmann, 3rd Congr. Intern. fenom. d'ioniz. gas, Rendiconti, Milano, 1957, стр. 544.
 79. A. C. Kolb, Phys. Rev. 107, 354 (1957).
 80. В. С. Комельков, Д. С. Парфенов, ДАН СССР 111, 1215 (1956).
 81. H. A. Gramers, Philos. Mag. 46, 836 (1923).
 82. W. Krug, Z. techn. Phys. 30, 377 (1937).
 83. J. Krutzsch, ETZ 40, 607 (1928).
 84. В. Kühn, Ann. d. Phys. (7) 3, 241 (1959).
 85. И. Ф. Кварцхава, А. А. Плютто, А. А. Чернов, В. В. Бондаженко, ЖЭТФ 30, 42 (1956).
 86. M. Laporte, Rev. d'optique 12, 21 (1933).
 87. M. Laporte, J. phys. et radium 8, 340 (1937).
 88. M. Laporte, Compt. rend. 204, 1559 (1937).
 89. M. Laporte, Compt. rend. 209, 95 (1939).
 90. M. Laporte, Les lampes à éclairs lumière blanche et leurs applications, Gautier-Villars, Paris, 1949.
 91. G. W. Lee Compte, H. E. Edgerton, J. Appl. Phys. 27, 1427 (1956).
 92. T. H. Lee, J. Appl. Phys. 28, 920 (1957).
 93. T. H. Lee, J. Appl. Phys. 29, 734 (1958).
 94. T. H. Lee, J. Appl. Phys. 30, 166 (1959).
 95. R. Legros, Compt. rend. 234, 718, 1047 (1952).
 96. R. Lehmann, Kino-Technik, № 3, 81 (1960).
 97. F. Llewellyn Jones, Nature 157, 371, 480 (1946).
 98. F. Llewellyn Jones, Brit. J. Appl. Phys. 1, 60 (1950).
 99. F. Llewellyn Jones, Repts. Progr. Phys. 16, 254 (1953).
 100. И. Ильин, Радиотехн. и электрон. 4, 1026 (1959).
 101. F. Logan, H. E. Edgerton, Photograph. Engng. 6, 110 (1955).
 102. A. Lompe, Lichttechnik 10, 108 (1958).
 103. A. Lompe, Elektrizitätsverw. 33, 283 (1958).
 104. J. S. T. Looms, R. J. North, 3rd Intern. Congr. High-Speed Photogr., Butterworth, London, 1957, стр. 62.
 105. J. C. Lowson, IES Lighting Rev. 20, 414 (1958).
 106. А. А. Мак, ДАН СССР 123, 671 (1958).

107. А. А. М а к, Опт. и спектр. 8, 278 (1960).
108. А. А. М а к, Иссл. излучения интенсивного искрового разряда, Диссертация (ГОИ, 1960).
109. А. А. М а к, ЖТФ 31, 94 (1961).
110. М. М с Ch es ney, J. D. G r a g g s, J. Electronics and Control 4, 481 (1958).
111. J. H. M a l m b e r g, Rev. Sci. Instrum. 26, 1027 (1957).
112. С. Л. М а н д е л ь ш т а м, Н. К. С у х о д р е в, ЖЭТФ 24, 701 (1953).
113. С. Л. М а н д е л ь ш т а м, Н. К. С у х о д р е в, Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 11 (1955).
114. С. Л. М а н д е л ь ш т а м, Н. К. С у х о д р е в, В. П. Ш а б а н с к и й, Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. II, изд. Львовск. ун-та, 1957, стр. 148.
115. С. Л. М а н д е л ь ш т а м, И. П. Т и н д о, Изв. АН СССР, сер. физ. 19, 60 (1955).
116. S. M a n d e l s t a m, 3rd Congr. Intern. fenom d'ioniz. gas, Rendiconti, Milano, 1957, стр. 695.
117. И. С. М а р ш а к, Электрический пробой газа при атмосферном давлении. Диссертация (Моск. энерг. ин-т, 1945).
118. И. С. М а р ш а к, ЖЭТФ 16, 703, 718 (1946).
119. И. С. М а р ш а к, Сб. материалов по вакуумной техн., т. 7, М., Госэнергоиздат, 1955, стр. 3.
120. И. С. М а р ш а к, Светотехника, № 1, 17 (1956).
121. I. S. M a r sh a k, 3rd Congr. Intern. High-Speed Photogr., Butterworth, London, 1957, стр. 30.
122. И. С. М а р ш а к, Светотехника, № 1, 17 (1957).
123. И. С. М а р ш а к, Приб. техн. экспер., № 5, 3 (1957).
124. И. С. М а р ш а к, Светотехника, № 6, 22 (1957).
125. И. С. М а р ш а к, Светотехника, № 6, 17 (1959).
126. И. С. М а р ш а к, УФН 71, 631 (1960).
127. И. С. М а р ш а к, Сб. материалов по вакуумной техн., т. 22, М., Госэнергоиздат, 1960, стр. 27.
128. И. С. М а р ш а к, Опт. и спектр. 10, 801 (1961).
- 128a. И. С. М а р ш а к, Приб. техн. экспер., № 3, 5 (1962).
129. И. С. М а р ш а к, В. И. В а с и л ь е в, А. И. М и р о н о в а, В. П. И в а н о в, Р. Г. В д о в ч е н к о, Усп. научн. фотогр., 6, 43 (1959).
130. И. С. М а р ш а к, В. И. В а с и л ь е в, И. Л. Т о х а д з е, Н. В. Р о г а т и н, Светотехника, № 4, 8 (1961).
- 130a. И. С. М а р ш а к, В. И. В а с и л ь е в, А. Л. В а с с е р м а н, Светотехника, № 3, 7 (1962).
131. I. S. M a r sh a k, L. I. S h ch u k i n, JSMPT 70, 169 (1961).
132. И. С. М а р ш а к, В. А. С у б б о т и н, Сб. материалов по вакуумной техн., т. 13, М., Госэнергоиздат, 1957, стр. 12, 28.
133. В. М е у е р, Z. angew. Phys. 5, 139 (1953).
134. В. В. М е ж у е в а, И. С. С т е к о л ь н и к о в, А. З. Э ф е н д и е в, ЖТФ 20, 308 (1950).
135. J. W. M i t c h e l, Trans. Ill. Engng. Soc. 14, 91 (1949).
136. И. Ш. М о д е л ь, ЖЭТФ 32, 714 (1957).
137. F. L. M o h l e r, Nat. Bur. Stand. J. Res. 21, 873 (1938).
138. H. M o r g e n r o t h, H. Н е ё, K. K i s c h e l, K. S e l i g e r, Ann. d. Phys. (7), 8, 175 (1961).
139. W. M ü l l e r, Z. Phys. 149, 397 (1957).
140. P. M. M u r p h y, H. E. E d g e r t o n, J. Appl. Phys. 12, 848 (1941).
141. E. B. N o e l, P. B. D a v i e s, Photogr. Sci. and Techn. 1, 11 (1950).
- 141a. P. N o l a n, JSMPT 70, 632 (1961).
142. Н. Н. О г у р ц о в а, И. В. П о д м о ш и н с к и й, Опт. и спектр. 4, 539 (1958).
143. Н. Н. О г у р ц о в а, Опт.-мех. пром., № 1, 1 (1960).
144. F. O l l e n d o r f, Arch. Elektrotechn. 26, 193 (1932).
145. F. O l l e n d o r f, Arch. Elektrotechn. 27, 169 (1933).
146. H. L. O I s e n, R. B. E d m o n s o n, E. L. G a y h a r t, J. Appl. Phys. 23, 1157 (1952).
147. Г. В. О в е ч к и н, Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. I, изд. Львовск. ун-та, 1957, стр. 365.
148. P. C. L. P f e i l, L. B. G r i f f i t h s, Nature 183, 1481 (1959).
149. G. P o r t e r, Proc. Roy. Soc. A200, 284 (1950).
150. G. P o r t e r, E. R. W o o d i n g, J. Sci. Instrum. 36, 147 (1959).
151. С. М. Р а и с к и й, ЖЭТФ 10, 908 (1940).
152. С. М. Р а и с к и й, ЖЭТФ 18, 941 (1948).
153. K. Р а м з а у е р, Р. К о л л а т, УФН 14, 957 (1934); 15, 128, 407 (1935).
154. N. W. R o b i n s o n, Philips Techn. Rev. 16, 13 (1954).
155. A. E. R o b s o n, A. von E n g e l, Nature 175, 646 (1955).

156. W. Rogowski, E. Flegler, R. Tam, Arch. Elektrotechn. 18, 479 (1927).
 157. W. Rogowski, R. Tam, Arch. Electrotechn. 20, 107 (1928).
 158. W. Rogowski, Phys. Z. 33, 797 (1932).
 159. W. Rogowski, Z. Phys. 100, 1 (1936).
 160. R. Rompe, P. Schulz, Z. Phys. 6, 105 (1941).
 161. E. Rose, Ann. d. Phys. (7) 4, 15 (1959).
 162. Е. К. Завойский, С. Д. Фанченко, ДАН СССР 100, 661 (1955).
 163. H. Schirmer, Z. Phys. 156, 55 (1959).
 164. H. Schirmer, J. Friedrich, Techn. Wiss. Abhandl. Osram 7, 11 (1958).
 165. W. Schmidt, R. Lehmann, Light and Lighting 52, 24 (1959).
 166. Shao Chin Lin, J. Appl. Phys. 25, 54 (1954).
 167. Л. И. Седов, ДАН СССР 47, 94 (1945).
 168. Л. И. Седов, Прикл. матем. и мех. 10, 241 (1946).
 169. В. М. Зими и, Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. II, изд. Львовск. ун-та, 1957, стр. 161.
 170. А. С. Зингерман, ЖТФ 26, 1015 (1956).
 171. А. С. Зингерман, Д. А. Каплан, ЖТФ 29, 877 (1959).
 172. W. R. Sittner, E. R. Reck, JOSA 39, 474 (1949).
 173. Н. Н. Соболев, ЖЭТФ 13, 137 (1943).
 174. Н. Н. Соболев, ЖЭТФ 17, 986 (1947).
 175. J. M. Somerville, W. R. Bleavin, Phys. Rev. 76, 982 (1949).
 176. J. M. Somerville, W. R. Bleavin, N. H. Fletcher, Proc. Phys. Soc. B65, 963 (1952).
 177. J. M. Somerville, N. H. Fletcher, Brit. J. Appl. Phys. 7, 419 (1956).
 178. J. M. Somerville, C. T. Grainger, Brit. J. Appl. Phys. 7, 109, 400 (1956).
 179. J. M. Somerville, J. F. Williams, Proc. Phys. Soc. 76, 309 (1959).
 179a. H. Späth, H. Klempt, Z. angew. Phys. 12, 8 (1960).
 180. W. R. Stamps, R. P. Coghill, JSMPT 62, 105 (1954).
 181. C. C. Suits, Gen. Electr. Rev. 39, 430 (1936).
 181a. Н. К. Суходрев, С. Л. Мандельштам, Опт. и спектр. 6, 723 (1959).
 182. G. Taylor, Proc. Roy. Soc. A201, 159 (1950).
 183. M. Tépler, Arch. Elektrotechn. 18, № 6 (1927).
 184. D. P. C. Thackeray, 3rd Intern. Congr. High-Speed Photogr., Butterworth, London, 1957, стр. 21.
 185. D. P. C. Thackeray, J. Sci. Instr. 35, 206 (1958).
 186. C. Tuttle, F. Brown, T. Whittemore, Photo-Technique, September, 1940, стр. 52.
 187. Ф. А. Чарная, Опт. и спектр. 1, 857 (1956).
 188. Ф. А. Чарная, Опт. и спектр. 4, 725 (1958).
 189. Ф. А. Чарная, Иссл. оптических характеристик импульсных ламп высокого давления. Диссертация (Моск. энерг. ин-т, 1960).
 190. Ф. А. Чарная, Светотехника, № 10, 13 (1960).
 191. A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, 2. Aufl., Springer, Berlin, 1955.
 192. Л. А. Вайштейн, А. М. Леонович, Л. П. Малавкин, С. Л. Мандельштам, ЖЭТФ 24, 326 (1953).
 193. М. П. Ванюков, ЖТФ 16, 889 (1946).
 194. М. П. Ванюков, Ж. опт.-мех. пром. № 6, 9 (1953).
 195. М. П. Ванюков, Хазапов, Ж. опт.-мех. пром., № 2, 6 (1953).
 196. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Светотехника, № 3, 7 (1960).
 197. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. Д. Хазов, ЖТФ 25, 1248 (1955).
 198. М. П. Ванюков, А. А. Мак, Опт. и спектр. 1, 642 (1956).
 199. М. П. Ванюков, А. А. Мак, УФН 66, 301 (1958).
 200. М. П. Ванюков, А. А. Мак, ДАН СССР 123, 1022 (1958).
 201. М. П. Ванюков, А. А. Мак, Изв. АН СССР, сер. физ. 23, 962 (1959).
 202. М. П. Ванюков, А. А. Мак, Доклад на 2-м Всесоюзном совещании по скоростной фотографии, (см. 7).
 203. М. П. Ванюков, А. А. Мак, В. Р. Муратов, Опт. и спектр. 6, 17 (1959).
 204. М. П. Ванюков, А. А. Мак, В. Р. Муратов, Опт. и спектр. 8, 439 (1960).
 204a. М. П. Ванюков, А. А. Мак, А. И. Садыкова, ДАН СССР 135, 577 (1960).
 205. М. П. Ванюков, А. А. Мак, М. Я. Урес, Опт. и спектр. 4, 90 (1958).
 205a. М. П. Ванюков, В. Р. Муратов, И. А. Мухитдинов, Опт. и спектр. 10, 561 (1961).
 2056. N. Wagtoltz, A. Helmer, Philips Techn. Rundsch. 10, 183 (1948).
 206. В. И. Васильев, В. П. Кирсанов, М. С. Левчук, И. С. Маршак, Сб. материалов по вакуумной технике, т. 24, М., Госэнергоиздат, 1960, стр. 43.
 207. В. И. Васильев, М. С. Левчук, И. С. Маршак, Опт. и спектр. 11, 118 (1961).
 207a. В. И. Васильев, И. С. Маршак, Сб. материалов по вакуумной технике, т. 14, М., Госэнергоиздат, 1958, стр. 19.

208. Р. Г. Вдовченко, И. С. Маршак, С. А. Никольская, Сб. материалов по вакуумной технике, т. 21, М., Госэнергоиздат, 1959, стр. 17.
209. W. Weizel, Z. Phys. 135, 639 (1953).
210. W. Weizel, Appl. Sci. Res. 5, 277 (1955).
211. W. Weizel, R. Rompe, Ann. d. Phys. 1, 285 (1955).
212. W. Weizel, R. Rompe, Theorie elektrischer Lichtbogen und Funken, Barth, Leipzig, 1949.
213. L. Weltner, Z. Phys. 136, 631 (1953).
- 213а. Б. М. Водоватов, М. И. Эпштейн, Усп. научн. фотогр. 6, 35 (1959).
214. J. Wapala, Arch. Elektrotechn. 33, 656 (1939).
215. К. С. Вульфсон, Электричество, № 11, 16 (1946).
216. К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, ЖЭТФ, 21, 510 (1951).
217. К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, Ф. А. Чарная, Изв. АН СССР, сер. физ., 19, 61 (1955).
218. К. С. Вульфсон, Ф. А. Чарная, Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. II, изд. Львовск. ун-та, 1957, стр. 73.
219. В. П. Жильцов, И. С. Маршак, Л. И. Щукин, Светотехника, № 11, 13 (1961).
220. E. Žižka, Чех. физ. ж. 10, 327 (1960).