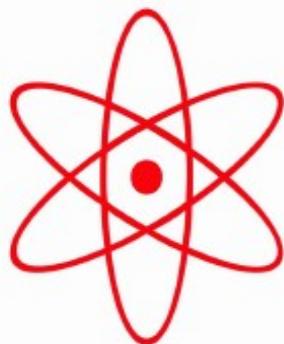


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ



ФКЛ-4

**ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА РТУТИ. ИЗУЧЕНИЕ ТОНКОЙ
СТРУКТУРЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМА РТУТИ И
УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ
УСЛОВИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАЗРЯДА.**

Тула, 2010 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА РТУТИ. ИЗУЧЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМА РТУТИ И УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАЗРЯДА.

Цель работы: экспериментальное изучение основных принципов работы и особенностей спектра ламп ДРСк-125 и ДРШ-250-3, исследование тонкой структуры спектральных линий атома ртути и уширения спектральных линий в зависимости от условий возбуждения разряда.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Основы физики процессов в газоразрядных приборах.

Ионными или *газоразрядными* называют разрядные приборы, наполненные газом илиарами металлов. Такой прибор представляет собой стеклянный баллон или трубку с впаянными в нее электродами. В качестве наполнителя используют инертные газы (неон, аргон, гелий, ксенон, криpton), а также водород, пары ртути. Величина давления среды в приборах различна: от долей мм рт. ст. до величин, значительно превышающих атмосферное. При газовом заполнении давление в приборе практически постоянно. При заполнении ртутью разряд происходит в насыщенных парах ртути, а их давление зависит от температуры.

В ионных приборах движение электронов в междуэлектродном пространстве происходит в условиях столкновений с атомами и молекулами газов и паров. В результате столкновений происходит возбуждение и ионизация атомов. Поэтому в электрических процессах наряду с электронами принимают участие ионы. Как следствие, процессы в ионных и в высоковакуумных приборах существенно отличаются.

Вероятность столкновений электронов с атомами газа зависит от давления газа. Для оценки этой вероятности служит *средняя длина свободного пробега* электрона от одного столкновения до другого. Результат столкновения электрона с атомом зависит от скорости электрона. При малых скоростях имеют место исключительно *упругие столкновения*, при которых электрон передает атому малую часть своей энергии и лишь изменяет скорость атома, не вызывая в нем каких-либо изменений.

При большей скорости электрон при ударе передает атому большую энергию, и происходит возбуждение атома или его ионизация. Такие столкновения называются *неупругими столкновениями первого рода*. Атом становится возбужденным, когда один из электронов атома, получив энергию от внешнего, свободного электрона, переходит с низкого уровня энергии W_n на один из возможных более высоких уровней W_m . В возбужденном состоянии атом существует недолго (порядка 10^{-8} с), затем спонтанно возвращается к невозбужденному состоянию, при этом испуская избыточную энергию в виде кванта света.

При возбуждении атома внешний электрон сообщил ему энергию, равную

разности энергий уровней $W_m - W_n$. Ранее внешний электрон приобрел эту энергию, пройдя в междуэлектродном пространстве прибора разность потенциалов $U_{возд} = (W_m - W_n)/e$, где e – заряд электрона. Величина $U_{возд}$ называется *потенциалом возбуждения газа*.

При еще большей скорости электрон, сталкиваясь с атомом, может отделить от него еще один электрон, вследствие чего атом превращается в положительный ион. Это явление называется *ударной ионизацией*.

Наименьшая энергия $W_{ион}$, которой должен обладать внешний электрон для ионизации атома, различна для разных газов и называется *потенциалом ионизации* $U_{ион} = W_{ион}/e$. Значения потенциалов возбуждения и ионизации для некоторых газов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Если электрон сталкивается с уже возбужденным атомом, для его ионизации требуется меньшая энергия, то есть, имеет место *ступенчатая ионизация*. Следовательно, ионизация газа возможна и тогда, когда ускоряющие электроны разность потенциалов меньше потенциала ионизации. Ступенчатая ионизация облегчается тем, что в газе есть *метастабильные атомы*, в которых прямой переход к невозбужденному состоянию невозможен, а нужно предварительно поднять его электрон с метастабильного на более высокий уровень, и лишь затем произойдет спонтанный переход к невозбужденному состоянию. Вероятность ступенчатой ионизации велика, поскольку в метастабильном состоянии атом может существовать довольно долго, тысячные и сотые доли секунды. Наличие метастабильных атомов увеличивает и вероятность *неупругих столкновений второго рода*, когда возбужденный атом, сталкиваясь с электроном или другим атомом, отдает ему свою энергию.

Газ	$U_{возд}, \text{В}$	$U_{ион}, \text{В}$
Водород	10,1	15,9
Гелий	19,77	24,5
Неон	16,58	21,5
Аргон	11,57	15,7
Азот	8,2	16,7
Кислород	7,9	15,5
Пары ртути	4,86	10,4

При некоторой разности потенциалов, приложенной извне к электродам прибора, в нем возникает газовый разряд. Источником электронов для разряда может служить термоэлектронный катод, как в электровакуумных приборах. Существуют также газоразрядные приборы с ненакаливаемым (холодным) катодом.

Классификация разрядов в газе.

Электрические разряды в газе подразделяются на самостоятельные и несамостоятельные. Несамостоятельный называется разряд, требующий для его поддержания независимого источника заряженных частиц (нагревание катода, облучение газа светом, рентгеновским или радиоактивным излучением).

Самостоятельным называется разряд, в котором генерация зарядов и их движение в разрядном промежутке осуществляется только за счёт энергии внешнего электрического поля.

Самостоятельный разряд в свою очередь подразделяется на несколько типов:

1. Тлеющий разряд характеризуется большим катодным падением потенциала и своеобразным чередованием тёмных и светлых полос. Тлеющий разряд возникает при средних давлениях ($0,1\text{--}10^4$ Па) и среднем внутреннем сопротивлении источника питания.
2. Дуговой разряд возникает при высоких давлениях и наличии мощного источника питания.
3. Искровой разряд имеет вид зигзагообразных ломаных линий, сопровождается характерными звуковыми эффектами. Искровой разряд возникает при высоком давлении и наличии высоковольтного, но маломощного источника питания.

Можно отметить также такие виды разрядов как коронный, факельный, высокочастотный (ВЧ) и сверхвысокочастотный (СВЧ).

Несамостоятельный разряд в газе.

Пусть в диод с накаленным катодом введено некоторое количество газа, а на анод подано положительное напряжение $U_a > U_{\text{ион}}$. Двигаясь в газовой среде от катода к аноду, электроны сталкиваются с атомами газа и производят их возбуждение и ударную ионизацию. Положительные ионы, образовавшиеся при ионизации, направляются к катоду и частично нейтрализуют электронный *пространственный заряд*, имеющий наибольшую плотность вблизи катода. В результате при том же анодном напряжении анодный ток, ограничиваемый *тормозящим полем* пространственного заряда, возрастает, а сопротивление току участка «катод – анод» падает. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации, движутся к аноду и вместе с электронами, идущими от катода, участвуют в образовании тока и, при достаточной скорости, в возбуждении и ионизации других атомов газа. Положительные ионы из-за большей массы ускоряются полем в меньшей степени, чем электроны, поэтому движутся к катоду медленнее и находятся в межэлектродном пространстве большее время. Каждый положительный ион на своем пути к катоду может нейтрализовать отрицательный заряд большого числа пролетающих мимо него электронов. Увеличение анодного тока из-за частичной нейтрализации при катодного электронного пространственного заряда приводит к росту интенсивности ионизации, то есть, к увеличению числа положительных ионов, а это, в свою очередь, вызывает рост анодного тока благодаря более полной нейтрализации пространственного заряда вблизи катода этими положительными ионами.

Если давление газа невелико, то при анодных напряжениях, даже в десятки раз превышающих напряжение ионизации, количество ионов недостаточно для компенсации объемного заряда электронов, и распределение потенциала подобно таковому в вакуумном диоде, а вольт-амперная характеристика подчиняется закону трех вторых. Если количество газа увеличить, например, до давления порядка $10^{-1}\dots10^{-3}$ мм рт. ст., тогда процессы возбуждения и ионизации становятся более интенсивными и могут при-

приложении анодного напряжения лавинообразно нарастать. Тогда в приборе возникает, или, как говорят, «зажигается» *газовый разряд*. При этом электронный пространственный заряд около катода полностью компенсируется зарядом положительных ионов и в этой области даже образуется избыточный положительный объемный заряд. Ограничение анодного тока полем объемного заряда прекращается, прекращается и действие закона трех вторых. Ток через такой прибор уже не может ограничиваться самим прибором вплоть до уровня, равного току эмиссии катода, а зависит от сопротивления внешней цепи, включенного последовательно с источником анодного напряжения.

После зажигания разряда изменяется газовая среда в ионном приборе: за исключением прикатодной области, все остальное междуэлектродное пространство заполнено сильно ионизированным газом, в котором концентрации положительных ионов и электронов приблизительно одинаковы и велики (порядка $10^{12} \dots 10^{13} \text{ 1}/\text{см}^3$). Такой сильно ионизированный газ называют *электронно-ионной плазмой*, или просто плазмой. Он представляет собой смесь нейтрального газа, газа положительных ионов и электронного «газа», причем, некоторое количество частиц нейтрального газа находятся в возбужденном состоянии.

В электронно-ионной плазме наряду с процессами возбуждения и ионизации происходят и обратные процессы: переход возбужденных атомов в нормальное состояние и *рекомбинация* электронов и ионов с образованием нейтральных атомов, причем, рекомбинация происходит, в основном, на стенках прибора. В каждом данном стационарном режиме работы прибора в нем устанавливается динамическое равновесие между прямыми и обратными процессами и некоторая определенная концентрация ионов и электронов в каждом элементе объема внутри прибора.

На ионизацию и возбуждение атома при столкновении электрон затрачивает определенное количество энергии, полученной от внешнего источника питания прибора. При рекомбинации и переходах электронов на более низкие (нормальные) энергетические уровни энергия выделяется в виде квантов света определенной частоты, при этом наблюдается свечение газа, если излучаются кванты видимого света. Цвет свечения зависит от вида газа.

Падение напряжения в плазме невелико, оно составляет единицы и даже доли вольта на 1 см длины разрядного промежутка. Поэтому в плазме направленное движение электронов и ионов под действием электрического поля значительно слабее беспорядочного (хаотического) движения этих частиц, которое им присуще, как и нейтральным частицам газа.

Основное падение напряжения при разряде в газе сосредоточено в области положительного объемного заряда около катода (см. рис. 1). Оно называется катодным падением. Незначительное падение напряжения есть около анода, его называют анодным падением.

В образовании тока главная роль принадлежит электронам. Ионы в силу своей малой подвижности вносят в общий ток менее 1% .

Процессы зажигания газового разряда и деионизации после прекращения разряда значительно более инерционны, чем электронные процессы в высоковакуумных приборах. Для возникновения разряда в ионных приборах требуется время порядка 0,1...1 мкс, а для деионизации значительно больше: от 100 до 1000 мкс. Поэтому ионные приборы – относительно низкочастотные. Кроме того, характеристики ионных приборов менее стабильны, чем у электронных приборов. В ионных приборах с накаленным катодом катод подвергается бомбардировке относительно тяжелыми положительными ионами, и это – основной фактор, определяющий срок службы прибора.

Несамостоятельный разряд был впервые экспериментально исследован Столетовым при изучении фотоэффекта. Объяснение основных закономерностей несамостоятельного разряда было дано Таунсендом в его теории электронных лавин. Рассмотрим процессы между двумя находящимися в газовой среде плоскими электродами, к которым приложена разность потенциалов U_a (рис. 2).

Допустим, что

- напряжённость поля в пространстве между электродами постоянна и равна U/d ;
- напряжённость поля достаточно велика, чтобы обеспечить направленное движение электронов и ионов;
- из катода под действием внешних факторов в единицу времени выходит v электронов.

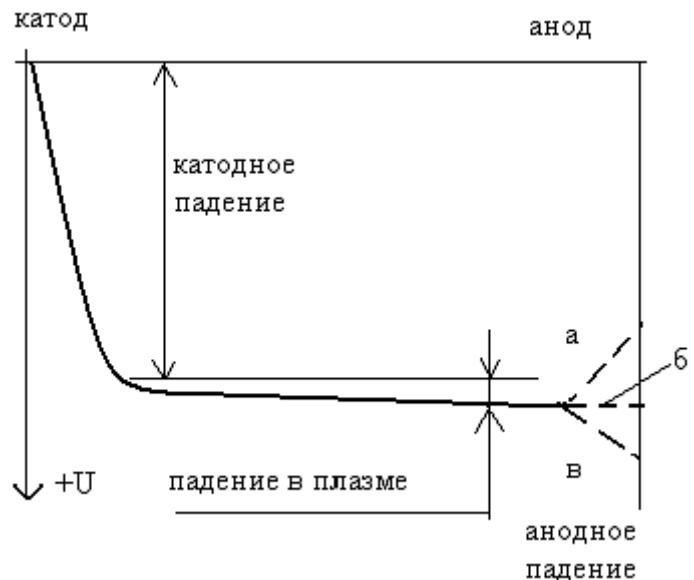


Рис. 1

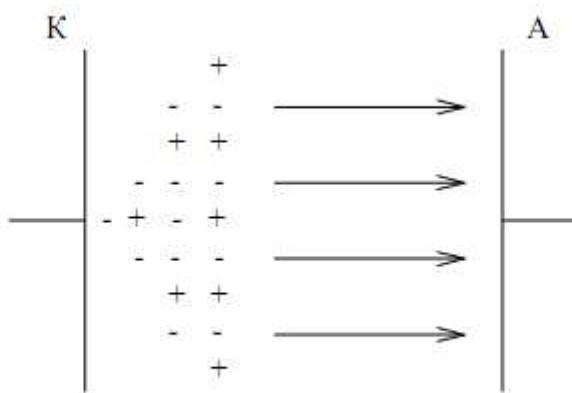


Рис. 2 Развитие лавины в разрядном промежутке

Двигаясь в электрическом поле, электроны приобретают энергию и ионизируют газ, что приводит к образованию электронной лавины, схематически показанной на рис. 2. Число электронов, образованных в единицу времени на отрезке dx , будет равно:

$$\alpha \cdot v_x \cdot dx = dv_x, \quad (1.1)$$

где α – число электронов, образованных одним электроном на пути в 1 см (первый коэффициент Таунсенда).

Разделим переменные:

$$\frac{dv_x}{v_x} = \alpha \cdot dx \quad (1.2)$$

и проинтегрируем:

$$v_a = v_k \cdot e^{\alpha \cdot d}, \quad (x = 0 \ v_x = v_0; \ x = d \ v_x = v_a), \quad (1.3)$$

где v_a – число электронов, попадающих в единицу времени на анод.

Умножив обе части на заряд электрона, получим связь между электронным током на анод и током электронной эмиссии с катода:

$$I_a = I_k \cdot e^{\alpha \cdot d}. \quad (1.4)$$

В более общем случае, когда из-за сложной конфигурации электродов или влияния объёмного заряда напряжённость поля непостоянна, можно записать:

$$I_a = I_k \cdot e^{\int_0^d \alpha \cdot dx}. \quad (1.5)$$

Величина $\frac{I_a}{I_k} = e^{\alpha \cdot d}$ носит название коэффициента газового усиления.

Эффект газового усиления тока при несамостоятельном разряде используется в газонаполненных фотоэлементах.

Расчёты коэффициента газового усиления по приведённым выше формулам в ряде случаев приводят к заниженным значениям. Это связано с не учётом явления выбивания электронов из катода положительными ионами.

Эмиссия электронов под действием ударов положительных ионов характеризуется коэффициентом γ – числом электронов, выбиваемых из катода одним ионом.

Принимая во внимание эмиссию электронов под действием ударов положительных ионов, можно получить следующий закон нарастания тока в междуэлектродном промежутке:

$$I_a = I_k \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)}. \quad (1.6)$$

Следует подчеркнуть, что I_k – это лишь электронная доля катодного тока, вызванная внешними факторами. Входящий в уравнение коэффициент объёмной ионизации α зависит от напряжённости электрического поля и средней длины свободного пробега электрона. Характер этой зависимости

был установлен Таунсендом:

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot e^{-\frac{B}{E/P}}, \quad (1.7)$$

где А и В – постоянные, зависящие от рода газа, Р – давление газа:

$$A = \frac{I}{\lambda e_0}; \quad B = \frac{U_i}{\lambda e_0}, \quad (1.8)$$

где λe_0 – длина свободного пробега электрона в данном газе; U_i – потенциал ионизации газа.

На практике обычно пользуются коэффициентами А и В, найденными экспериментальным путём. Коэффициент вторичной эмиссии γ определяется энергией бомбардирующих катод положительных ионов, которая увеличивается с увеличением напряжённости поля и уменьшением давления.

Поэтому можно записать:

$$\gamma = f\left(\frac{E}{P}\right) \quad (1.9)$$

Самостоятельный разряд в газе.

Самостоятельный разряд в газе происходит при *холодном катоде*. При отсутствии ионизации распределение потенциала между электродами аналогично распределению потенциала в конденсаторе, образованном этими электродами. Однако в реальной газовой среде всегда существует некоторое количество ионов и свободных электронов, образовавшихся под действием ионизирующих излучений космического пространства и реакций распада радиоактивных элементов. Поэтому при приложении напряжений, достаточных для лавинообразно нарастающей ионизации (обычно от 200 до 600 В) в приборе зажигается разряд. Образующиеся при разряде положительные ионы формируют распределение потенциала, подобное изображенному на рис. 1, они также бомбардируют холодный катод и вызывают эмиссию электронов. Тем самым обеспечиваются условия для поддержания стационарного разряда. Такой разряд, в отличие от разряда при накаленном катоде, который поддерживался за счет термоэлектронной эмиссии, называется самостоятельным. Разряд в приборе с накаленным катодом – несамостоятельный, так как энергия, необходимая для разогрева катода, поступает от внешнего источника.

Для существования самостоятельного разряда необходимо, чтобы каждый электрон, вылетающий с катода и попадающий на анод, в результате всех процессов, происходящих в разрядном пространстве, обеспечил бы выход из катода не менее одного нового электрона. Согласно теории, разность потенциалов, необходимая для возникновения самостоятельного разряда, иначе говоря, потенциала зажигания:

$$U_3 = \frac{U_{ion} pr}{const + \ln(pr)} \quad (2.1)$$

где p – давление газа, $r=d$ – расстояние между электродами.

Зависимость потенциала зажигания от произведения pr , называемая *кривой Пашина*, изображена на рис. 3. Кривая имеет минимум при оптимальном произведении pr . При больших, чем оптимальное, значениях произведения pr зажигание разряда затруднено вследствие того, что на пути к аноду электроны испытывают слишком большое число столкновений и поэтому на каждой длине свободного пробега приобретают меньшую энергию для ионизации атомов. Наличие восходящей левой ветви кривой объясняется тем, что при малых междуэлектродных расстояниях (или давлениях газа) электроны на пути к аноду испытывают слишком малое число столкновений, вследствие чего образование электронной лавины для зажигания разряда также затрудняется.

Примеси к данному газу других газов, даже в небольших количествах, существенно изменяют величину потенциала зажигания. Этим пользуются в ионных приборах для снижения этого потенциала.

Когда величина разрядного тока мала (порядка единиц или десятков миллиампер) вследствие ограничения ее включенным последовательно с прибором большим добавочным сопротивлением, возникающий самостоятельный разряд получается в виде *тлеющего разряда*. Выход электронов из катода при тлеющем разряде происходит под действием ударов положительных ионов о катод, то есть, имеет место *вторичная электронно-ионная эмиссия*.

Распределение потенциала и объемного заряда вдоль оси прибора при тлеющем разряде показано на рис. 1 б и в. Вблизи катода имеется избыточный положительный объемный заряд, а плазма, называемая часто *положительным*

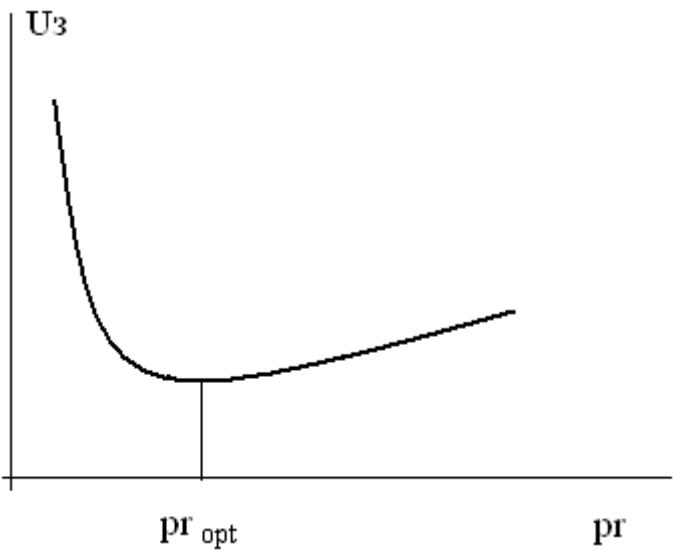


Рис. 3

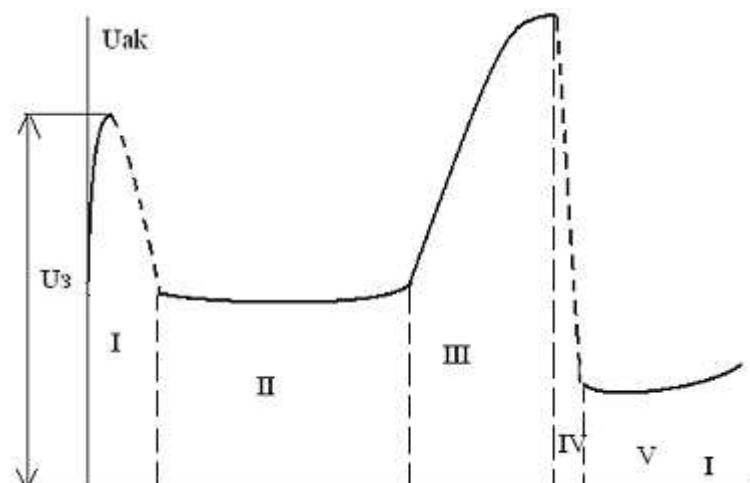


Рис. 4

столбом, содержит небольшой избыток электронов. Основное падение напряжения, как и в приборе с накаленным катодом, сосредоточивается вблизи катода.

На рисунке 4 изображена вольт-амперная характеристика самостоятельного разряда в газе. Область I соответствует зажиганию разряда. Области II и III описывают поведение прибора при тлеющем разряде. После зажигания разряда напряжение между анодом и катодом снижается до уровня *напряжения горения*, так как из-за интенсификации процессов ионизации поддержание самостоятельного разряда становится возможным и при меньшем, чем U_3 , напряжении.

Напряжение питания E_a перераспределяется между ионным прибором и добавочным сопротивлением R (см. рис. 5). Это добавочное сопротивление часто называют *балластом*. В цепях переменного тока с целью экономии энергии предпочитают использовать реактивные (индуктивные, реже емкостные) балласты.

При большой величине R в цепи устанавливается незначительный ток, и катодное свечение покрывает не всю поверхность катода, а только часть ее. При повышении напряжения источника или уменьшении сопротивления светящаяся поверхность расширяется. В этом режиме, называемом режимом *нормального катодного падения* (участок II на рис. 4), пока не вся поверхность катода покрыта свечением, величина тока пропорциональна площади светящейся поверхности, а плотность тока и величина катодного падения остаются неизменными. Вольт-амперная характеристика в этом режиме близка к горизонтали: ток через прибор растет при почти постоянном падении напряжения. Величина нормального катодного падения определяется парой газ – металл катода, наименьшая она для металлов с малой работой выхода электрона.

Когда вся поверхность катода покроется свечением, дальнейшее увеличение тока потребует роста плотности тока на катоде, то есть, увеличения количества электронов, выбиваемых ионами с единицы площади катода. Для этого ионы должны иметь большие скорости, следовательно, должно быть и большее катодное падение. Этот режим называется режимом *аномального катодного падения* (область III на рис. 4) и характеризуется тем, что для увеличения тока нужно повышать разность потенциалов на электродах. Аномальное катодное падение может многократно превышать нормальное катодное падение.

При дальнейшем росте тока и напряжения на электродах ионного прибора разряд при некотором критическом напряжении переходит в *дуговой*,

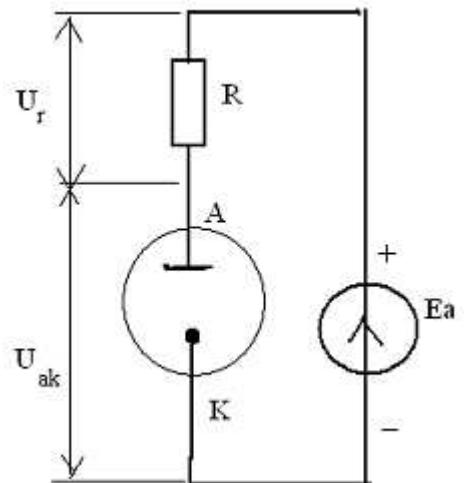


Рис. 5

характеризующийся значительным снижением падения напряжения на приборе и резким ростом тока (область V на рис. 19). Образование дугового разряда происходит вследствие того, что при большой плотности тока и интенсивных процессах ионизации положительные ионы настолько близко подходят к катоду (на расстояние до 0,1...0,01 мкм), что уже при катодном падении порядка 10 В напряженность электрического поля около катода достигает величины порядка $10^8 \dots 10^9$ В/м. Этого достаточно для того, чтобы вызвать значительную автоэлектронную эмиссию катода, то есть, вырывать электроны из холодного катода электрическим полем. При дуговом разряде интенсивная автоэлектронная эмиссия происходит не равномерно со всей поверхности катода, а лишь с небольшого его участка – так называемого катодного пятна. Это пятно при разряде беспорядочно перемещается по поверхности катода. Плотность тока автоэлектронной эмиссии с катодного пятна достигает 10^{10} А/м² и более.

Дуговой разряд с холодным катодом называется *автоэлектронной дугой*. Он является самостоятельным. Полная разность потенциалов на электродах дуги невелика (10...30 В). Токи, проходящие через прибор при дуговом разряде, могут достигать десятков, сотен и даже тысяч ампер. При больших токах электроды интенсивно разогреваются, и, как следствие, имеет место значительная термоэлектронная эмиссия. Такой разряд называют *термоэлектронной дугой*.

Проанализируем подробнее выражение (1.6).

$$I_a = I_k \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)}.$$

Обычно γ – величина малая и произведение $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)$ меньше единицы. При этом уменьшение тока с катода под действием посторонних факторов будет приводить к уменьшению анодного тока. При $I_k = 0$ окажется равным нулю и ток на анод, что подтверждает несамостоятельность разряда.

Если при неизменном I_k увеличивать анодный ток за счёт увеличения $e^{\alpha \cdot d}$ и уменьшения $(1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1))$ путём подбора соответствующих условий, это будет объясняться увеличением интенсивности электронных лавин, развивающихся между электродами.

Однако как бы ни была мала величина $(1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1))$ анодный ток будет иметь место только при наличии эмиссионного тока под действием внешних факторов, т. е. разряд будет оставаться несамостоятельным.

Предположим, что в результате увеличения $e^{\alpha \cdot d}$ член знаменателя $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)$ станет равным единице, а весь знаменатель равным нулю. Формально это означает, что при $I_k = 0$ в правой части уравнения имеется неопределенность. При этих условиях анодный ток будет иметь место даже при отсутствии эмиссии электронов из катода под действием внешних

факторов. Электронные лавины становятся настолько мощными, количество ионов, возникающих в объёме столь велико, что эмиссия электронов из катода под действием ионной бомбардировки обеспечивает разряд.

Таким образом, выражение:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (2.1)$$

характеризует условие, при котором разряд переходит из несамостоятельного в самостоятельный. Это условие имеет следующий физический смысл: разряд становится самостоятельным, если один выходящий из катода электрон порождает такое количество положительных ионов, которые приходя к катоду, выбивают из него не менее одного электрона.

Ранее было отмечено, что коэффициенты α/P и γ являются функциями приведённой напряжённости поля E/P . Учитывая это условие перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный, можно записать:

$$f_1\left(\frac{E}{P}\right) \cdot \left(e^{P \cdot d \cdot f_2\left(\frac{E}{P}\right)} - 1 \right) = 1. \quad (2.2)$$

Напомним, что речь идёт о моменте, предшествующем развитию разряда, когда объёмный заряд электронов и ионов ещё невелик и существенного влияния на распределение потенциала между электродами не оказывает. При этом распределение потенциала можно считать линейным и напряжённость поля постоянной:

$$E = \frac{U}{d} \quad (2.3)$$

Тогда уравнение можно переписать в виде:

$$f\left(\frac{U}{P \cdot d}\right) \cdot \left(e^{P \cdot d \cdot f\left(\frac{U}{P \cdot d}\right)} - 1 \right) = 1. \quad (2.4)$$

Это уравнение показывает, что напряжение зажигания самостоятельного разряда является функцией произведения давления на расстояние между электродами $U_3 = f(P \cdot d)$. Эта зависимость ещё до появления теории Таунсенда была исследована экспериментально Пащеном в широком диапазоне условий, поэтому соответствующие кривые носят название кривых Пащена. Типичный вид зависимости напряжения зажигания от произведения давления на расстояние между электродами приведён выше на рис. 3, где $d=r$.

Было найдено, что напряжение зажигания уменьшается при уменьшении работы выхода электронов из катода (коэффициент γ зависит от работы выхода). При изготовлении некоторых типов газоразрядных приборов для уменьшения потенциала зажигания разряда производится активация катода веществами, снижающими работу выхода (например, барием, цезием и

др.).

Напряжение зажигания сильно понижается при добавлении к основному газу легкоионизируемой примеси. Это может быть связано как с меньшим потенциалом ионизации примеси, так и с эффектом Пенningа, когда метастабильные атомы основного газа ионизируют атомы или молекулы примеси. Закон Пацена может нарушаться при сильном уменьшении давления газа, когда средняя длина свободного пробега становится соизмеримой с расстоянием между электродами. Кроме того, отклонения от закона Пацена наблюдаются и при давлениях больше 1 атм, когда разряд развивается в виде искры.

Тлеющий разряд.

Для тлеющего разряда характерно наличие двух резко различающихся участков: небольшой по протяжённости катодной области, в которой имеется большое падение потенциала, и положительного столба, представляющего собой плазму. На рис.6 показаны основные области тлеющего разряда и распределение потенциала по длине разрядного промежутка.

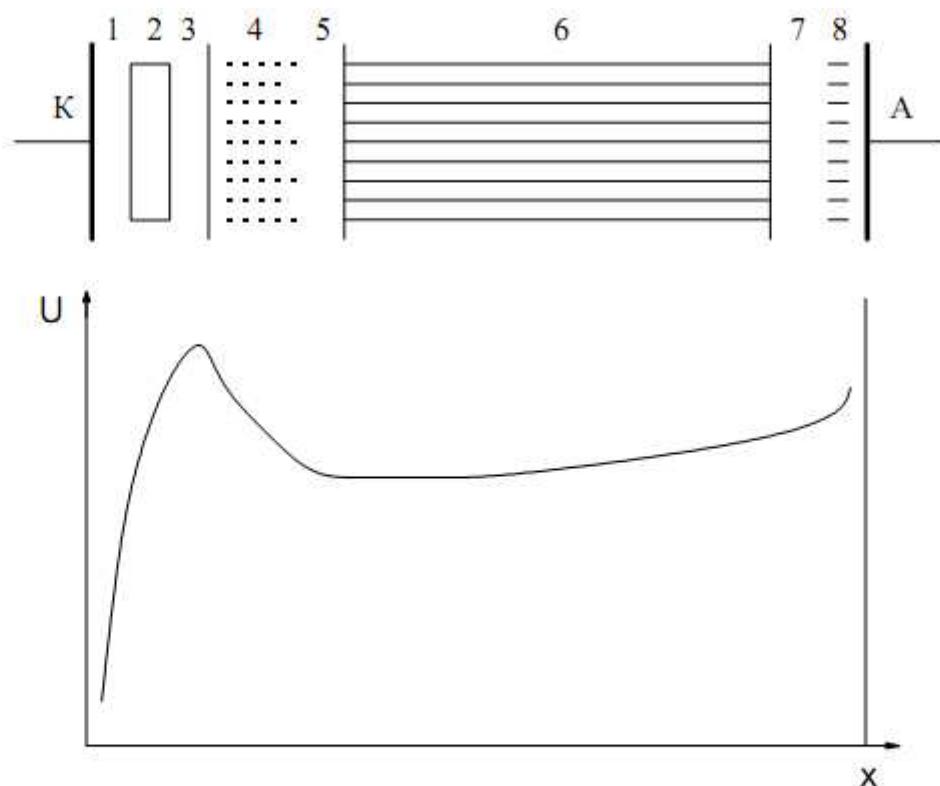


Рис. 6 Структура и распределение потенциала тлеющего разряда:

- 1 – астоново тёмное пространство; 2 – катодное свечение;
- 3 – круксово тёмное пространство; 4 – тлеющее свечение;
- 5 – фарадеево тёмное пространство; 6 – положительный столб;
- 7 – анодное тёмное пространство; 8 – анодное свечение.

Электроны, покидающие катод под действием ударов положительных ионов, имеют малые начальные энергии, поэтому процессы возбуждения и ионизации малоэффективны и наблюдается тёмная область (1), толщина которой весьма мала. По мере движения в поле катодного падения потенциала энергия электронов увеличивается и там, где она достаточна для возбуждения молекул газа, наблюдается катодное свечение (2). На некотором расстоянии от катода (в пределах тлеющего свечения) энергия электронов оказывается достаточной для ионизации атомов. Так как с ростом вероятности ионизации увеличение энергии приводит и к уменьшению вероятности возбуждения, наблюдается сравнительно тёмное Круксово пространство (3). Слабое свечение этой области связано с наличием сравнительно небольшого количества актов возбуждения. Внешняя граница этого тёмного пространства примерно совпадает с границей катодного падения потенциала. Кривая распределения потенциала имеет в этой области максимум, а напряжённость поля падает до нуля. Начиная с этого участка, резко изменяется характер движения электронов и ионов. Если на участке катодного падения потенциала заряженные частицы двигаются в сильном электрическом поле в осевом направлении, то в области сильно ионизированного газа и практически отсутствующего электрического поля движение их преимущественно хаотическое.

На беспорядочное движение накладывается направленное диффузионное движение электронов и ионов, что приводит к возникновению небольшого участка тормозящего электрического поля в области тлеющего свечения (4) и Фарадеева тёмного пространства (5). Частые потери энергии на ионизацию и отсутствие ускоряющего поля приводят к уменьшению средней энергии электронного газа. На внешней границе Круксова тёмного пространства ионизация почти нет, однако энергия электронов ещё достаточно для возбуждения молекул газа, поэтому визуально наблюдается область тлеющего свечения. Характер свечения в этой области по мере удаления от катода становится всё более длинноволновым и постепенно свечение исчезает. Происходит переход к области Фарадеева тёмного пространства, где энергия электронов столь мала, что большинство из них соударяется с атомами упруго, а возбуждения и ионизации почти нет.

В процессе диффузионного движения часть электронов и ионов рекомбинирует на стенке. В связи с этим в Фарадеевом тёмном пространстве концентрация зарядов в направлении анода уменьшается, что вызывает появление продольного градиента потенциала. Продольный градиент потенциала сообщает электронам дополнительную скорость, что приводит к появлению ионизации, компенсирующей гибель зарядов на стенке.

За областью Фарадеева тёмного пространства образуется остов или столб разряда, простирающийся до анода. Характерно, что величина напряжённости поля в положительном столбе разряда устанавливается такой, что генерация новых зарядов компенсирует уход зарядов на стенки. В узких

трубках, где уход зарядов на стенки велик, устанавливается более высокая напряжённость поля и средняя энергия электронов, чем в широких трубках. Положительный столб в осевом направлении может быть однородным или слоистым. Слоистый столб представляет собой ряд светящихся областей (страт), разделённых тёмными промежутками. Различают страты неподвижные и бегущие. Характерный для столба разряда баланс заряженных частиц нарушается около анода. В прианодной области уход положительных ионов по направлению к катоду не компенсируется приходом их и со стороны анода возникает объёмный отрицательный заряд, соответствующий анодному падению потенциала.

Дуговой разряд.

Дуговой разряд в виде электрической или вольтовой дуги был открыт В.В. Петровым в 1802 году.

Дуговые разряды классифицируются по эмиссионным процессам на катоде. Можно установить четыре типа разрядов:

- 1) дуга с термоэлектронной эмиссией, катод которой разогревается разрядом, а дуга является самоподдерживающейся;
- 2) дуга с термоэлектронной эмиссией, катод которой нагревается извне;
- 3) дуга с автоэлектронной эмиссией;
- 4) металлическая дуга.

В зависимости от давления газа при разряде различают дугу низкого давления ($P \ll 1$ атм) и дугу высокого давления ($P \geq 1$ атм). Примером 1-го типа разряда может являться дуга между угольными электродами. Более простым примером является дуга с вольфрамовыми электродами в азоте. Температура катода в такой дуге составляет около 2500 К.

Термоэлектронная эмиссия при этой температуре примерно равна току в дуге.

Примером разряда с автоэлектронной эмиссией является ртутная дуга. В разряде такого типа на катоде видно яркое пятно, передвигающееся по поверхности электрода. Плотность тока достигает огромных величин – до 10^6 А/см².

Если рассматривать переход от тлеющего разряда к дуговому, то по мере роста тока нагрев катода становится весьма сильным. При этом в силу естественной неоднородности и различных условий охлаждения отдельных участков катода, один из участков разогревается сильнее других и начинает эмитировать значительное количество электронов. Увеличение эмиссии с данного участка приводит к образованию более интенсивной местной лавины и к увеличению числа ионов, бомбардирующих данный участок. В результате этого разряд стягивается на катоде в пятно очень малых размеров, называемое катодным пятном, причём преобладающим механизмом эмиссии становится термоэлектронная эмиссия. В трубке устанавливается самостоятельный дуговой разряд, распределение потенциала в котором

приведено на рис. 7.

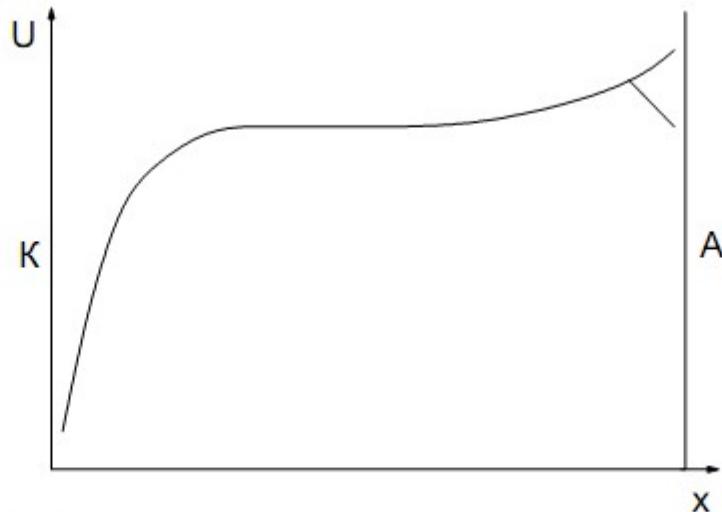


Рис. 7 Распределение потенциала в дуговом разряде

Непосредственно перед катодом имеется участок катодного падения потенциала. Ширина его при дуговом разряде соизмерима со средней длиной свободного пробега электрона. Величина катодного падения потенциала в дуговом разряде много меньше, чем в тлеющем. Она примерно равна потенциальному ионизации газа, которым наполнен прибор. Возможность горения разряда при таком малом U_k обусловлена тем, что, во-первых, уменьшение протяжённости области катодного падения способствует поддержанию около катода значительного падения потенциала и, во-вторых, для поддержания высокой температуры пятна важна не энергия каждого иона в отдельности, а суммарная энергия всех ионов, приходящих на катод. Плотность энергии оказывается большой, т.к. ток дугового разряда велик. Вместе с тем катодное падение потенциала не может быть меньше потенциала ионизации наполняющего газа, т.к. разгоняемые этим катодным падением электроны должны интенсивно ионизировать газ.

Столб дугового разряда, примыкающий к участку катодного падения потенциала, качественно аналогичен столбу тлеющего разряда. Количественные отличия связаны с тем, что плотность тока в дуге значительно больше, чем в тлеющем разряде.

В прианодном участке, в зависимости от размеров, формы, материала анода и т. д., может наблюдаться как некоторое увеличение потенциала, так и его уменьшение.

Таким образом, напряжение горения дугового разряда складывается из ΔU_k , падения напряжения в столбе и анодного падения потенциала, и в общем значительно меньше, чем в тлеющем разряде.

Кроме термоэлектронной эмиссии, в дуговых разрядах наблюдается электростатическая эмиссия. Образованию сильного электрического поля около катода способствует интенсивное испарение материала катода,

создающее непосредственно около него высокое давление пара. При этом средняя длина пробега электронов, а следовательно, и протяжённость участка катодного падения потенциала уменьшается до величин порядка 10^{-7} м, что при значениях ΔU_k порядка 10-20 вольт даёт среднюю напряжённость поля в катодном участке около 10^8 В/м. Это подтверждается тем, что при ртутном дуговом разряде светящееся катодное пятно представляет собой не свечение поверхности ртути, а свечение газа над поверхностью ртути. Температура ртути непосредственно под пятном не превышает 200°C .

Термоэлектронная эмиссия не может создать ток значительной величины, т. к. напряжённость поля вблизи катода составляет порядка 10^6 В/м. Естественно предположить, что высокая плотность тока в разряде получается за счёт электростатической эмиссии. Вероятно также играет роль термическая ионизация газа в объёме и эмиссия с катода ударами положительных ионов. Вольт-амперная характеристика дуги является падающей. Обычно связь между током и напряжением в дуге выражается эмпирической формулой Аиртона:

$$U = a + b \cdot L + \frac{c + d \cdot L}{I}, \quad (3.1)$$

где U – напряжение между электродами; I – сила тока; L – длина дуги; a , b , c и d – постоянные величины, зависящие от давления газа и от условий охлаждения электродов, а следовательно, от размеров и формы электродов.

Перепишем формулу в следующем виде:

$$U = a + \frac{c}{I} + L \cdot \left(b + \frac{d}{I} \right). \quad (3.2)$$

Члены, содержащие множитель L , соответствуют падению потенциала в положительном столбе; первые два члена характеризуют сумму катодного и анодного падений $U_k + U_a$. Динамическая характеристика дугового разряда сильно отличается от статических. На вид динамической характеристики оказывают влияния условия, определяющие режим дуги: расстояние между электродами, величина внешнего сопротивления, самоиндукция, ёмкость внешней цепи, частота переменного тока и т. д. К дуговым разрядам следует отнести процессы, происходящие в ртутных выпрямителях. Такая дуга, образованная в парах тех веществ, из которых состоят электроды, при тщательном удалении других газов из разрядной трубки, носит название дуги в вакууме.

Характерной особенностью дуговых разрядов является высокая температура газа и электродов, составляющая несколько тысяч градусов Кельвина, и высокая интенсивность излучения зоны разряда. Поэтому дуговой разряд широко используется для сварки и резки металлов, в качестве источника излучения в дуговых плазмотронах и т. д.

Искровой разряд.

Искровой разряд, в отличие от других видов разряда, является прерывистым даже при пользовании источником постоянного напряжения. По внешнему виду искровой разряд представляет собой пучок ярких зигзагообразных полос, постоянно сменяющих одна другую.



Рис. 8 *Искровой разряд в природе (молния)*

Светящиеся полосы – искровые каналы – распространяются от обоих электродов. Разрядный промежуток в случае искры неоднороден, поэтому количественное исследование процессов в искровом разряде является затруднительным. Одним из основных методов исследования искрового разряда является фотографирование.

Потенциал зажигания искрового разряда весьма высок. Однако, когда промежуток уже пробит, сопротивление его резко уменьшается, и через промежуток проходит значительный ток. Если мощность источника мала, то разряд гаснет. После этого напряжение на разрядном промежутке снова возрастает и разряд вновь может зажечься. Такой процесс носит название релаксационных колебаний разряда.

Если разрядный промежуток имеет большую ёмкость, каналы искры ярко светятся и производят впечатление широких полос. Это конденсированный искровой разряд.

Если между электродами находится какое-нибудь препятствие, то искра пробивает его, образуя более или менее узкое отверстие. Установлено, что температура газа в канале искры может возрастать до очень больших значений (10000–12000 К). Образование областей высокого давления и их передвижение в газе носят взрывной характер и сопровождаются звуковыми эффектами. Это может быть слабое потрескивание (при незначительных избыточных давлениях) или гром.

Особым видом искрового разряда является скользящий разряд, происходящий вдоль поверхности раздела какого-либо твёрдого диэлектрика и

газа вокруг металлического электрода (острия), касающегося этой поверхности. Если в качестве диэлектрика использовать фотопластинку, то можно сделать эту картину видимой для глаза. Очертания, получаемые при помощи искрового разряда на поверхности диэлектрика, называют фигурами Лихтенберга. Фигуры Лихтенберга могут служить для определения полярности разряда и для определения высокого напряжения, т. к. максимальное напряжение разрядного импульса прямо пропорционально радиусу поверхности, которую занимает фигура. На этом принципе основаны приборы для измерения очень высоких напряжений клинодографы. Если расстояние между электродами мало, то искровой разряд сопровождается разрушением анода – эрозией. Этот эффект используется для точечной сварки и резки металлов.

Опыты показали, что при значениях $P \cdot d > 200$ напряжение зажигания искрового разряда отличается от рассчитанного по теории Таунсенда-Роговского.

При изучении искрового разряда были установлены два основных расхождения между теорией и практикой:

1. Напряжение зажигания искрового разряда при атмосферных давлениях не зависит от материала катода. В теории лавин природа катода играет важную роль в процессе пробоя.

2. Искра характеризуется прерывистым и нерегулярным характером, а теория лавин пригодна только для описания стационарных процессов в однородной сплошной среде.

На основе многочисленных наблюдений над искровым разрядом в 1940 году Мик и независимо от него Ретер выдвинули новую теорию искрового разряда, которая в дальнейшем получила название стримерной.

Стример – это область газа с высокой степенью ионизации, распространяющаяся в направлении катода (положительный стример) или в направлении анода (отрицательный стример). Стримерная теория представляет собой теорию однолавинного пробоя. Согласно этой теории между электродами проходит лавина электронов. После прохождения лавины электроны попадают на анод, а положительные ионы, имея значительно меньшие скорости, образуют конусообразное ионизированное пространство. Плотность ионов в этом пространстве недостаточна для пробоя. Однако под действием фотоэлектронов возникают дополнительные лавины. Эти лавины будут двигаться к стволу главной лавины, если поле её пространственного заряда соизмеримо с приложенным напряжением. Таким образом, пространственный заряд непрерывно увеличивается и процесс развивается как самораспространяющийся стример. Когда напряжение, приложенное к разрядному промежутку, превышает минимальное пробивное значение, поле пространственного заряда, образованное лавиной, будет соизмеримо с величиной внешнего поля, ещё до того, как лавина достигнет анода. В этом случае стримеры возникают в середине промежутка. Таким

образом, для возникновения стримера необходимо соблюдение двух основных условий:

1) поле лавины и поле, созданное приложенным к электродам напряжением, должны находиться в определённом соотношении;

2) фронт лавины должен излучать достаточное количество фотонов для поддержания и развития стримера.

При большой мощности источника искровой разряд переходит в дуговой.

К искровым разрядам относится и молния. В этом случае одним электродом является облако, а другим – земля. Напряжение в молнии достигает миллионов вольт, а ток – до сотни килоампер. Переносимый молнией заряд обычно составляет 10–30 кулон, а в отдельных случаях достигает 300 кулон.

В электровакуумной технике искровой разряд используется в импульсных разрядниках – тригитронах, а также для «пожига» газоразрядных ламп и инициации в них дугового разряда.

Коронный разряд.

Корона возникает при сравнительно высоких давлениях в тех случаях, когда поле в разрядном промежутке неравномерно из-за малого радиуса кривизны одного из электродов.

Ионизация и свечение газа происходят в сравнительно узком слое около этого электрода. Этот слой называется коронирующим.

Во внешней области разряда ток переносится частицами только одного знака. Ток коронного разряда ограничивается сопротивлением несветящейся области. При увеличении напряжения между электродами размеры светящегося слоя короны и его яркость увеличиваются. Когда светящаяся область достигает другого электрода, разряд переходит в искровой разряд. Поэтому коронный разряд называют незавершенным пробоем разрядного промежутка.

В настоящее время для описания короны используют в основном теорию лавин, хотя ряд явлений связан с образованием стримеров.

Начальная напряжённость поля короны зависит от радиуса электрода и давления газа. Хорошо оправдывается эмпирическая формула Пика:

$$E_k = 31 \cdot \delta \cdot \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta \cdot r_0}} \right), \text{ кВ/см}^2 \quad (3.3)$$

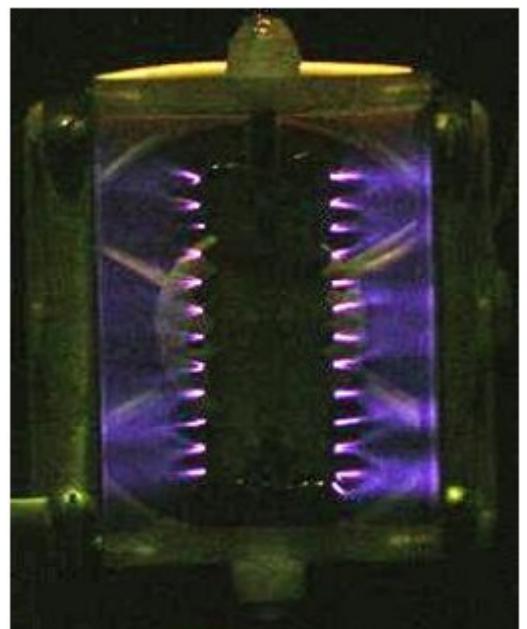


Рис. 9 *Коронный разряд*

где r_0 – радиус коронирующего электрода; d – плотность воздуха при нормальных условиях.

На возникновении коронного разряда основаны газоразрядные счётчики элементарных частиц.

Виды газоразрядных приборов.

Все газоразрядные приборы можно подразделить на два класса:

- 1) приборы для преобразования электрического тока и управления им;
- 2) приборы для преобразования электрической энергии в свет (осветительные и индикаторные).

К приборам первого класса относятся *газотроны* и *игнитроны*, использовавшиеся ранее для выпрямления переменного тока промышленной частоты в системах электропитания. В настоящее время их заменили полупроводниковые выпрямители.

К этому же классу относятся *тиратроны* – ионные приборы с управляющим электродом, называемым, по аналогии с электронными лампами, сеткой. По функционированию в электрической цепи тиратроны подобны тиристорам, то есть, являются не полностью управляемыми приборами; если в исходном состоянии прибор не проводит ток между анодом и катодом, то подача напряжения на управляющую сетку вызывает ионизацию газа в баллоне прибора и переход его в состояние высокой проводимости. Для возврата в непроводящее состояние нужно, как и у тиристора, понизить падение напряжения на приборе до напряжения выключения. Разновидности тиратронов: тиратроны с накаливаемым катодом, тиратроны с холодным катодом, тиратроны водородные.

Для полноты следует упомянуть и *газоразрядные стабилизаторы напряжения*, у которых на вольт-амперной характеристике имеется участок с малым дифференциальным сопротивлением. Их полупроводниковый аналог – кремниевые стабилитроны (диоды Зенера).

Все перечисленные приборы имеют функциональные аналоги среди полупроводниковых приборов, причем, с несравненно лучшими характеристиками. Поэтому газоразрядные приборы первого класса в настоящее время не применяются.

Второй класс газоразрядных приборов – источники света - многочислен и продолжает пополняться в настоящее время. В этих приборах используется преобразование электрической энергии внешнего источника тока в энергию возбужденных атомов газа, а затем в энергию квантов света, излучаемого атомами при их переходе в невозбужденное состояние. Все приборы этого класса можно подразделить по применению на осветительные и индикаторные. К осветительным относятся:

- 1) трубчатые люминесцентные лампы низкого давления;
- 2) ртутно-кварцевые лампы высокого давления;
- 3) натриевые лампы;
- 4) ксеноновые лампы.

К индикаторным газоразрядным приборам относятся:

- 1) неоновые лампы и знаковые индикаторы;

2) *плазменные панели.*

Трубчатые люминесцентные лампы.

Трубчатая люминесцентная лампа (ЛЛ) - широко распространенный источник света. Представляет собой стеклянную трубку, заполненную смесью инертных газов и паров ртути. С торцов в трубку впаяны накаливаемые оксидные катоды. Рабочее давление смеси газов и паров 1...4 мм рт. ст. Спектр излучения смеси, заполняющей лампу, содержит мало видимого света и много ультрафиолетового, поэтому у осветительной лампы стенки трубы изнутри покрыты люминофором, преобразующим падающий на него ультрафиолетовый свет в видимый.

Основные параметры трубчатой люминесцентной лампы:

номинальная мощность (от 4 до 80 Вт);

световая отдача в лм/Вт (растет с ростом мощности);

характер спектра свечения;

номинальные постоянные напряжение на лампе и ток через нее;

геометрические параметры: форма трубы и ее размеры;

продолжительность горения в стандартном режиме (от 6 до 15 тысяч часов).

В обозначении трубчатой люминесцентной лампы отечественного производства указывают номинальную мощность, характер спектра свечения и особенности конструкции. Например, ЛБ20 – трубчатая прямая люминесцентная лампа белого цвета свечения мощностью 20 Вт, ЛБУ32 – то же U-образная, ЛБК40 - то же кольцевая, ЛД40 – дневного света, ЛБЦ40 – с исправленной цветностью, и т. п.

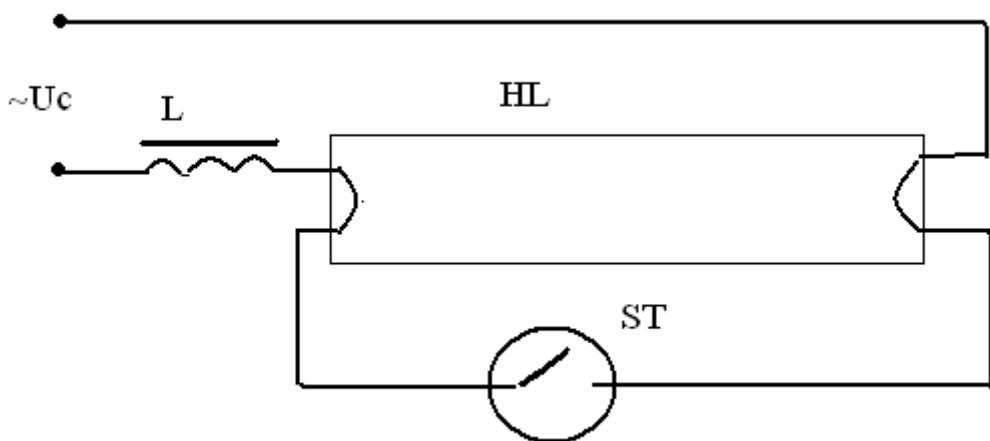


Рис. 10

Номинальное постоянное напряжение на лампе меньшее у ламп малой мощности и растет до 100...110 В у более мощных (40 – 80 Вт) ламп. То же относится к току.

Световая отдача ЛЛ в 3...5 раз выше световой отдачи ламп накаливания и зависит от подводимой мощности почти линейно. Спектр свечения ЛЛ не зависит от электрического режима. Этим, а также длительным сроком службы

ЛЛ выгодно отличаются от ламп накаливания.

Статическая вольт-амперная характеристика дугового разряда в ЛЛ имеет падающий рабочий участок, поэтому в цепь с источником напряжения лампа включается последовательно с балластом. В цепи постоянного тока требуется резистивный балласт, что неэкономично. Обычно трубчатые ЛЛ применяют в цепях, питаемых от источника переменного напряжения. В этом случае в качестве балласта используют дроссель.

Традиционная схема включения ЛЛ в цепь переменного тока показана на рис.10. Дроссель L включен последовательно с лампой HL, свободные выводы подогревных катодов могут замыкаться *стартером* ST. Устройство работает следующим образом. В исходном состоянии напряжение от источника не подано, катоды лампы холодные и не эмиттируют электроны, контакты стартера замкнуты. С подачей напряжения ток начинает протекать через дроссель, стартер и катоды; последние нагреваются и начинают испускать электроны. *Биметаллический* контакт стартера также нагревается проходящим током, изгибается и по прошествии некоторого времени размыкается; попытка разорвать цепь тока через дроссель вызывает генерацию им напряжения самоиндукции, величина которого $U_L = -Ldi/dt$ ограничена только скоростью размыкания цепи. К этому моменту времени вблизи каждого катода достаточно электронов, и импульс напряжения самоиндукции вызывает пробой газоразрядного промежутка и развитие газового разряда. В дальнейшем контакт стартера поддерживается в разомкнутом состоянии и не препятствует разряду в ЛЛ, так как в стеклянном баллоне стартера имеется газ, в котором протекает тлеющий разряд, и ток этого разряда подогревает биметаллический контакт стартера. Ток разряда в лампе протекает через дроссель и ограничивается им.

При питании от источника переменного напряжения ток одного направления протекает через лампу в течение половины периода, затем направление тока и полярность напряжения на лампе изменяются на противоположные. Происходит это с запаздыванием по фазе относительно питающего напряжения вследствие наличия в цепи индуктивного сопротивления дросселя. В момент изменения направления тока разряд в лампе погасает, затем вновь быстро зажигается благодаря самоиндукции дросселя, а также тому факту, что деионизация за такое короткое время произойти не успевает.

Совокупность приборов и элементов, служащих для обеспечения нормальной работы люминесцентной лампы от определенного источника питания, называется *пускорегулирующим* аппаратом (ПРА). Недостатки дроссельного ПРА следующие: пульсации светового потока с удвоенной частотой питающего напряжения, на частоте сети 50 Гц воспринимаемые человеческим глазом; большие масса и габариты дросселя; невысокий коэффициент полезного действия; низкий коэффициент мощности из-за индуктивной реакции балласта; чувствительность к колебаниям напряжения питания и понижению температуры окружающей среды; снижение срока

службы лампы из-за неоптимального режима пуска, при котором происходят неоднократные попытки пуска на недостаточно прогретых катодах.

Последнее нужно пояснить. Если размыкание контакта стартера произошло раньше, чем достигнута необходимая эмиссия катодов, облако электронов недостаточно и не способно защитить катод от бомбардировки положительными ионами, поэтому в такие моменты оксидное покрытие катода интенсивно распыляется в прикатодном пространстве. Вследствие этого эмиссионная способность катодов снижается, а напряжение зажигания возрастает. Размыкание контакта стартера происходит в моменты, не синхронизированные с питающим напряжением и током в дросселе, поэтому энергии дросселя может оказаться недостаточно для формирования зажигающего импульса, особенно для лампы с повышенным напряжением зажигания. Включившись на короткое время, лампа вновь выключается, затем включается, и такое продолжается от нескольких секунд до неограниченного времени. Люминесцентную лампу снимают с эксплуатации, если она перестает устойчиво включаться, или у нее заметно падает световая отдача.

Современные ПРА вместо индуктивного балласта используют полупроводниковый инвертор, повышающий частоту тока через лампу до десятков килогерц, лампа в таком ПРА включена в колебательный контур и не нуждается в стартере.

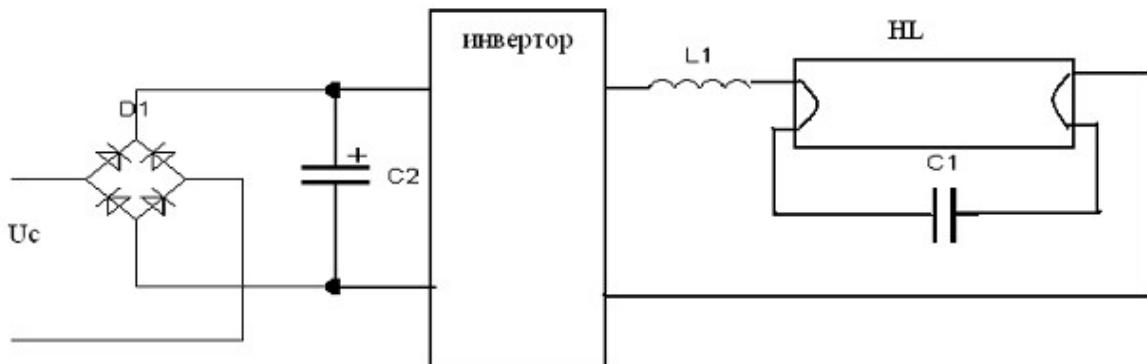


Рис. 11

Упрощенная схема ПРА с инвертором изображена на рис. 11. Напряжение питающей сети 220 В 50 Гц выпрямляется диодным мостом D1, фильтруется конденсатором C1 и поступает в инвертор. Инвертор преобразует постоянное напряжение в переменное прямоугольной формы со скважностью, равной 2 (мейндр). Это напряжение прикладывается к последовательному колебательному контуру LC1, параллельно конденсатору контура подключен разрядный промежуток люминесцентной лампы HL, катоды (нити накала) включены в контур последовательно. При включении питания запускается инвертор, в контуре возникают колебания с частотой, формируемой инвертором. Если эта частота близка или равна резонансной частоте контура, в нем возникает резонанс напряжений, сопровождающийся ростом амплитуд

напряжений на индуктивности и конденсаторе контура и тока в нем. Происходит быстрый разогрев катодов и возникновение электронной эмиссии, а по достижении между катодами напряжения, достаточного для зажигания разряда, этот разряд зажигается. Пока разряда в лампе нет, добротность контура Q велика, и напряжения на его элементах нарастают. По мере прогрева катодов их сопротивления возрастают, внося увеличивающиеся потери в колебательный контур, снижая его добротность и замедляя рост напряжений. Зажигающийся в лампе разряд шунтирует конденсатор контура, еще более снижая добротность контура, тогда ток и напряжения на элементах достигают установленных значений. Вследствие инерционности процессов в газовом разряде при частоте, превышающей 2 кГц, вольт-амперная характеристика ЛЛ утрачивает участок отрицательного сопротивления и становится линейной, что облегчает функционирование инвертора. На практике частота инверторов ПРА выбирается выше порога слышимости человеческим ухом (20 кГц) для того, чтобы исключить акустические шумы ПРА и лампы.

Полупроводниковые ПРА имеют ряд преимуществ перед традиционными с индуктивным балластом: меньшие массу и габариты, большие к.п.д. и коэффициент мощности, быстрое включение, увеличение срока службы лампы, возможность регулирования яркости.

Сравнительно недавно появились миниатюрные ЛЛ, смонтированные совместно с полупроводниковым ПРА и стандартным цоколем Е27. Эти лампы можно ввинчивать в патроны, предназначенные для ламп накаливания.

В настоящее время ЛЛ – основной источник света в промышленных и общественных зданиях, постепенно они вытесняют лампы накаливания из жилых помещений.

Бактерицидные лампы.

Электрические источники излучения, спектр которых содержит излучение диапазона длин волн 205 - 315 нм, предназначенные для целей обеззараживания, называют бактерицидными лампами. Наибольшее распространение, благодаря высокоэффективному преобразованию электрической энергии, получили разрядные ртутные лампы низкого давления, у которых в процессе электрического разряда в аргонортутной парогазовой смеси более 60% переходит в излучение линии 253,7 нм. Ртутные лампы высокого давления не рекомендуются для широкого применения из-за малой экономичности, т.к. у них доля излучения в указанном диапазоне составляет не более 10%, а срок службы примерно в 10 раз меньше, чем у ртутных ламп низкого давления.

Наряду с линией 253,7 нм, обладающей бактерицидным действием, в спектре излучения ртутного разряда низкого давления содержится линия 185 нм, которая в результате взаимодействия с молекулами кислорода образует озон в воздушной среде. У существующих бактерицидных ламп колба выполнена из увиолевого стекла, которое снижает, но полностью не

исключает, выход линии 185 нм, что сопровождается образованием озона.

Наличие озона в воздушной среде может привести при высоких концентрациях к опасным последствиям для здоровья человека вплоть до отравления со смертельным исходом.

В последнее время разработаны так называемые бактерицидные "безозонные" лампы. У таких ламп за счет изготовления колбы из специального материала (кварцевое стекло с покрытием) или ее конструкции исключается выход излучения линии 185 нм. Конструктивно бактерицидные лампы представляют собой протяженную цилиндрическую трубку из кварцевого или увиолевого стекла. По обоим концам трубки впаяны ножки со смонтированными на них электродами, зацоколеванными с двух сторон двухштырьевыми цоколями.

Бактерицидные лампы питаются от электрической сети напряжением ~220 В, с частотой переменного тока 50 Гц. Включение ламп в сеть производится через пускорегулирующие аппараты (ПРА), обеспечивающие необходимые режимы зажигания, разгорания и нормальной работы лампы и подавляющие высокочастотные электромагнитные колебания, создаваемые лампой, которые могли бы оказывать неблагоприятные влияния на чувствительные электронные приборы.

ПРА представляют собой отдельный блок, монтируемый внутри облучателя.

Основные технические и эксплуатационные параметры бактерицидных ламп: спектральное распределение потока излучения в области длин волн 205 - 315 нм; бактерицидный поток Ф, Вт.

Таким образом, конструкция и питание бактерицидных ламп практически не отличаются от соответствующих по мощности трубчатых люминесцентных ламп, за исключением того, что трубка бактерицидных ламп не покрывается изнутри слоем люминофора.

Особенностью бактерицидных ламп является существенная зависимость их электрических и излучательных параметров от колебаний напряжения сети.

С ростом напряжения сети срок службы бактерицидных ламп уменьшается. Так, при повышении напряжения на 20% срок службы снижается до 50%. При падении напряжения сети более чем на 20% лампы начинают неустойчиво гореть и могут даже погаснуть.

В процессе работы ламп происходит уменьшение потока излучения. Особенно быстрое падение потока излучения отмечается за первые десятки часов горения, которое может достигать 10%. При дальнейшем горении скорость спада потока излучения замедляется.

На срок службы ламп влияет число включений. Каждое включение уменьшает общий срок службы лампы приблизительно на 2 часа.

Температура окружающего воздуха и его движение влияют на

значение потока излучения ламп.

Необходимо отметить, что "безозонные" лампы практически не чувствительны к изменению температуры окружающего воздуха. С понижением температуры окружающего воздуха затрудняется зажигание ламп, а также увеличивается распыление электродов, что приводит к сокращению срока службы. При температурах, меньших 10 °С, значительное число ламп могут не зажигаться. Этот эффект усиливается при пониженном напряжении сети.

Электрические параметры бактерицидных ламп практически идентичны параметрам обычных люминесцентных ламп, поэтому они могут включаться в сеть переменного тока с ПРА, предназначенными для люминесцентных ламп аналогичной мощности.

Газоразрядные лампы высокого и сверхвысокого давления.

В зависимости от давления газов и паров ртути в разрядной трубке изменяются характер газового разряда, его электрические и световые параметры. Различают *ртутно-кварцевые лампы* высокого (от 0,02 до 1,5 МПа) и сверхвысокого давления (свыше 1,5 МПа). В спектре излучения паров ртути преобладает ультрафиолетовая составляющая, поэтому для применения в качестве источника света спектр исправляют: разрядную трубку из кварцевого стекла помещают в колбу, изнутри покрытую люминофором, превращающим ультрафиолетовый свет в видимый. Такие лампы называют *дуговыми ртутными люминесцентными* – ДРЛ.

Пусковые и эксплуатационные характеристики ртутных ламп высокого давления зависят от типа лампы (от рабочего давления паров ртути, вида и количества инертного газа, устройства электродов и т. д.).

В холодной лампе ртуть находится преимущественно в жидком состоянии. После зажигания разряда требуется время от 3 до 10 минут для разогрева трубки и испарения ртути. По мере испарения ртути и повышения давления растет мощность разряда и температура стенок трубки. При правильной дозировке ртути и номинальном электрическом и тепловом режиме вся жидкая ртуть испаряется и разряд происходит в ее ненасыщенных парах.

Если при работе лампы произойдет резкое снижение напряжения на лампе или по другим причинам она погаснет, то ее повторное зажигание не может произойти сразу же после отключения, но лишь после того, как лампа остынет. Это обусловлено зависимостью напряжения зажигания от температуры стенки трубки. Чем выше эта температура, тем выше давление паров в трубке и тем выше напряжение пробоя газового промежутка, необходимого для зажигания разряда (см. рис. 3).

Лампы ДРЛ выпускаются в двух разновидностях: двухэлектродная и четырехэлектродная (трехэлектродная). В двухэлектродных лампах кварцевая трубка имеет два рабочих электрода, разряд в ней не может быть зажжен напряжением промышленной сети переменного тока, так как напряжение зажигания между рабочими электродами измеряется киловольтами. Для

зажигания разряда нужен высоковольтный импульс от специального поджигающего генератора, который вызовет разряд в аргоне, а затем уже произойдет разгорание разряда в парах ртути.

Основной является четырехэлектродная конструкция разрядной трубы. Трубка имеет два рабочих и два поджигающих электроды, причем, поджигающий электрод находится на малом расстоянии от рабочего и через резистор соединен с другим рабочим электродом. При подаче напряжения между рабочим и поджигающим электродами зажигается тлеющий разряд в аргоне. Затем возникает тлеющий разряд между рабочими электродами, разогревающий ртуть, и лишь потом – дуговой в парах ртути.

Вольт-амперная характеристика разряда падающая, то есть, разряд имеет отрицательное сопротивление. Для стабилизации разряда в цепи с источником напряжения нужен балласт, включаемый последовательно с разрядной трубкой. При питании переменным током обычно применяют в качестве балласта дроссель.

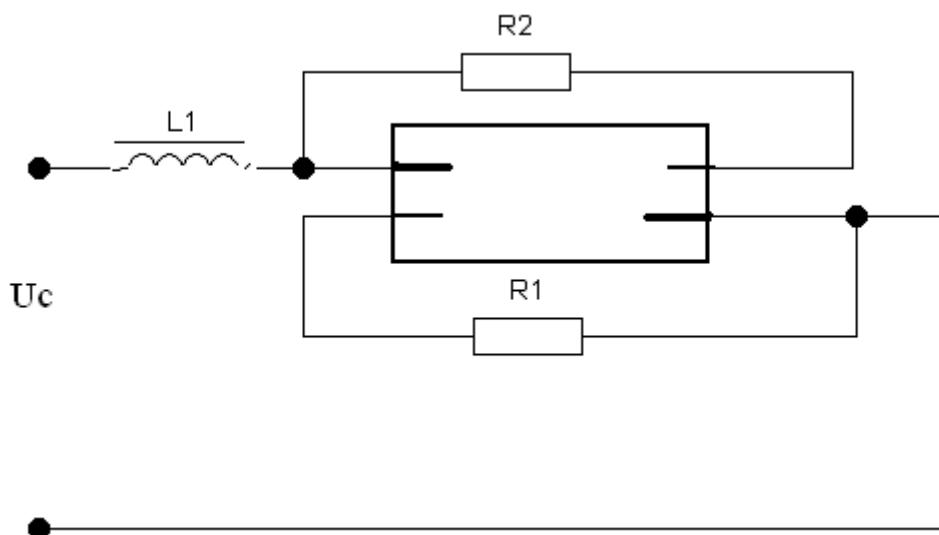


Рис. 12

На рис. 12 изображена электрическая схема включения четырехэлектродной лампы ДРЛ. Резисторы R1 и R2 размещаются внутри внешней колбы лампы. Такие лампы выпускают на мощности от 80 до 2000 Вт и используют в наружном освещении. Спектр излучения этих ламп неравномерный.

Ртутные лампы высокой интенсивности выпускают в виде шаровых ДРШ и трубчатых ДРТ, они с электрической точки зрения подобны двухэлектродным лампам ДРЛ: применяются совместно с индуктивным балластом и генератором пускового импульса.

Ртутные лампы высокого давления с излучающими добавками ДРИ (металлогалоидные) имеют в разрядной трубке, кроме аргона и паров ртути, йодиды щелочных и щелочноземельных металлов (натрия, таллия, индия). Эти

добавки существенно изменяют световые характеристики ламп, в частности, исправляется цвет свечения. Электрические характеристики, в основном, подобны таковым у ламп ДРЛ.

Натриевые лампы высокого и низкого давления отличаются от ртутных излучаемым спектром и составом, заполняющим разрядную трубку: вместо ртути применен металлический натрий, а в качестве газового компонента – неон или неон с ксеноном. В процессе зажигания разряда металлический натрий плавится, затем испаряется, поэтому зажигание занимает несколько большее время. В остальном существенных отличий от ламп ДРЛ нет.

Ксеноновые лампы имеют спектр излучения, близкий к солнечному свету. Они, в основном, рассчитаны на работу от источника постоянного тока. Лампы переменного тока относительно маломощные и имеют малый срок службы. Выпускаются шаровые лампы с короткой дугой ДКсШ и трубчатые ДКсТ.

Лампы ДКсШ характеризуются высоким давлением ксенона (до 1 МПа в холодной лампе) и малым расстоянием между электродами. Напряжение зажигания высокое (15...30 кВ). Период разгорания разряда практически отсутствует. Лампы могут работать не только при номинальной, но и при значительно меньших мощностях, причем, спектральные характеристики их не изменяются. Рабочее напряжение на лампе от 18 до 35 В. Такими лампами оснащают кинопроекторы, их используют в автомобильных фарах.

Лампы ДКсТ примечательны тем, что в них возможна стабилизация разряда без внешнего балласта. На это указывает тот факт, что вольт-амперная характеристика разряда лишь вначале имеет падающий участок, а затем она идет прямолинейно с положительным углом наклона, как у линейного резистора. Мощности ламп измеряются киловаттами, поэтому их применяют для освещения больших помещений и открытых площадей, например, на спортивных сооружениях, на промышленных площадках.

Индикаторные газоразрядные приборы.

До настоящего времени широко применяются *индикаторные неоновые лампы*. Такая лампа представляет собой миниатюрный стеклянный баллон, часто без цоколя, в который вмонтированы два электрода. Внутри баллона находится инертный газ неон. При разряде пространство вокруг катода светится красно-оранжевым светом. Напряжение зажигания тлеющего разряда в лампах разных типов от 30 до 550 В, напряжение горения ниже и составляет около 60 % напряжения зажигания. Рабочий ток через лампу, в зависимости от типа, от 0,25 до 30 мА, для ограничения тока последовательно с лампой включают резистор (см. рис. 24). Примеры ламп: ТН-0,15 – бесцокольная с гибкими выводами, диаметр баллона 3 мм, длина 20 мм, напряжение зажигания 150 В, рабочий ток 0,15 мА; ТЛЗ-1-1 – неоновая люминесцентная (баллон изнутри покрыт люминофором) зеленого свечения, напряжение зажигания 185 В, рабочий ток 1 мА (есть такие же лампы оранжевого, голубого и желтого цветов).

Еще сравнительно недавно широко применялись *цифровые и знаковые газоразрядные индикаторы*. Такой индикатор представляет собой стеклянный баллон, заполненный неоном, в котором размещены сетчатый анод и до 10 - 11 плоских катодов в виде десятичных цифр или иных знаков, расположенных в пакете на небольших расстояниях друг от друга. Напряжение прикладывается между анодом и одним из катодов, при этом прикатодное пространство светится, отображая соответствующий знак. Из-за высокого рабочего напряжения и, как следствие, трудностей сопряжения с полупроводниковыми устройствами в настоящее время такие индикаторы не используются.

Плазменные панели - это сравнительно новый тип индикаторных приборов. Панель представляет собой два параллельных слоя тонких проволочных электродов, размещенных в плоском стеклянном баллоне с газовым заполнением. В каждом слое проволоки расположены параллельно друг другу на небольших одинаковых расстояниях. В другом слое направления проволок ортогональны по отношению к первому слою. На проволоки от электронного устройства развертки поочередно поступают импульсы напряжения: на один слой положительной, на другой – отрицательной полярности. В месте скрещивания проволок, находящихся под напряжением, возникает газовый разряд, сопровождающийся свечением. Для построения полутонового изображения нужно управлять величиной и (или) временем действия напряжения в каждой точке скрещивания проволок. Первые конструкции плазменных панелей использовали разряд в неоне при сравнительно небольших напряжениях, цвет свечения у таких панелей оранжево-красный. Затем появились панели с ультрафиолетовым спектром разряда и люминофорной его трансформацией, благодаря чему стали возможными цветные панели. Экраны цветных панелей мозаичные, как у цветных кинескопов. В построении плазменных панелей в настоящее время достигнут значительный прогресс: разрешающая способность на уровне цветных кинескопов, широчайший диапазон контрастности, высокая надежность. Это позволило начать их широкое внедрение в бытовые телевизионные приемники и в разнообразные информационные табло, причем, в отличие от кинескопов, плазменные панели плоские и не имеют принципиальных ограничений габаритов сверху.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Приборы и оборудование.

В настоящей работе изучаются основные принципы работы и особенности спектров двух типов газоразрядных ламп — ДРШ-250-3 (Дуговая Ртутная Шаровая, мощность 250 Вт, трёхэлектродная) и ДРСк-125 (аналог лампы ДРТ-125 со стандартным цоколем Е27) широко применяемые в медицине.

Рассмотрим подробнее схемы питания, спектральные характеристики и особенности работы данных типов ламп в схеме.

Лампа ДРШ-250-3.

Эти лампы могут работать в цепи переменного и постоянного тока, а для их зажигания на поджигающий электрод (трехэлектродные лампы) или основные электроды (двуэлектродные лампы) должен быть подан кратковременный импульс высокого напряжения и высокой частоты, обеспечивающий пробой межэлектродного пространства и его первоначальную ионизацию.

На рис. 13 показана принципиальная схема включения лампы с поджигающим электродом. Последовательно с лампой включено балластное сопротивление, которое при работе на переменном токе представляет собой дроссель, а при питании от источника постоянного тока — резистор (на схеме показан пунктиром). Необходимый для зажигания ламп высоковольтный и высокочастотный импульс напряжения создается специальным поджигающим устройством ПУ, отключааемым после зажигания лампы от сети. Возможны различные варианты решений этой принципиальной схемы включения ламп. В качестве примера приведем несколько вариантов схемы зажигания ламп с поджигающим электродом.

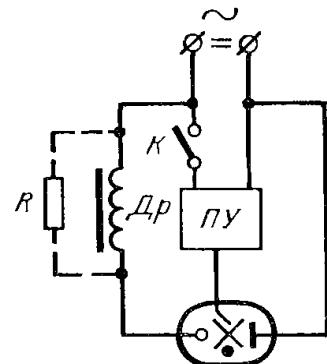


Рис. 13

На рис. 14, а показана схема включения лампы ДРШ в сеть переменного тока с напряжением сети 220 В, а на рис. 14, б — в сеть с напряжением 127 В. В первом случае после подключения схемы к сети через токоограничивающее сопротивление R и диод D_1 конденсатор C_1 заряжается и, как только напряжение на нем станет выше напряжения пробоя разрядника P, последний срабатывает и конденсатор разряжается на импульсный трансформатор ИТ. При этом во вторичной обмотке трансформатора ИТ создается импульс высокого напряжения, который подается на поджигающий электрод лампы. Поджигающие импульсы будут подаваться до тех пор, пока в лампе не возникает дуговой разряд. После зажигания лампы вследствие увеличения напряжения на балластном дросселе автоматически отключится зажигающее устройство. Во втором случае принцип работы поджигающего устройства аналогичен рассмотренному (рис. 14, б). Отличие заключается в том, что здесь для получения необходимого напряжения срабатывания разрядника P (при

пониженном напряжении сети) применена схема удвоения напряжения.

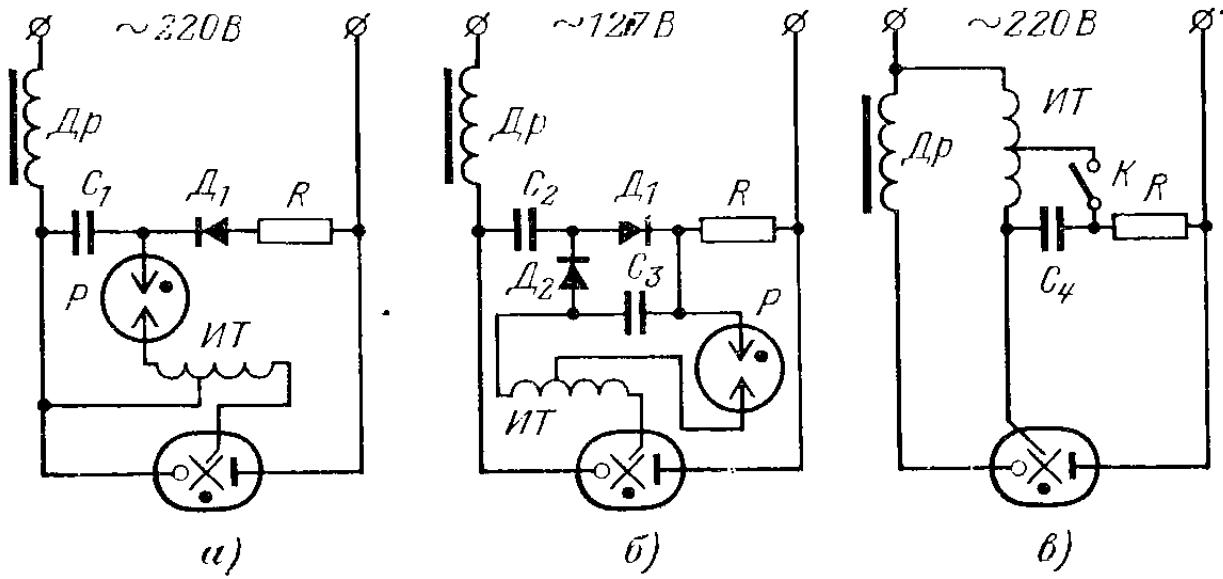


Рис. 14

На рис. 14,в приведена упрощенная схема зажигания лампы. Вместо разрядника используется ручная кнопка K и в цепи заряда конденсатора отсутствует диод. При нажатии кнопки K конденсатор C_4 разряжается на импульсный трансформатор $ИТ$ и на поджигающий электрод подается импульс высокого напряжения. Импульсный трансформатор выполняется воздушным. В случае необходимости повышения импульса напряжения импульсный трансформатор может быть изготовлен с сердечником из ферромагнитного материала. Значение импульса в указанных схемах достигает 5—10 кВ. На рис. 15 приведен пример схемы включения двухэлектродной лампы ДРШ. Для создания необходимого высоковольтного импульса высокой частоты использован генератор высокой частоты, состоящий из трансформатора T_1 и колебательного контура с воздушным разрядником P . На первичную обмотку трансформатора T_1 подается напряжение сети. Конденсатор C_2 , включенный во вторичную обмотку трансформатора, заряжается и, когда напряжение на нем достигает напряжения пробоя воздушного разрядника P , почти мгновенно разряжается на первичную обмотку импульсного трансформатора $ИТ$. Во вторичной обмотке $ИТ$ индуцируется высоковольтный высокочастотный импульс, который подводится к рабочему электроду лампы. Таким электродом в случае работы лампы от сети переменного тока должен быть электрод, присоединенный к фазному или линейному проводу сети. Конденсатор C_1 блокирует сеть питания от попадания в нее высокой частоты. Емкость конденсатора C_1 составляет 0,1 мкФ. После зажигания лампы вторичная обмотка импульсного трансформатора шунтируется выключателем K и поджигающее устройство отключается. Имеется большое число других вариантов включения двухэлектродных ламп. При питании ламп от сети постоянного тока вместо дросселя в схеме рис. 15 используется резистор

(показан пунктиром).

При работе лампы ДРШ в сети постоянного тока рекомендуется для повышения стабильности работы поддерживать напряжение источника питания примерно в 1,4 раза большее напряжения горения лампы. Однако и некоторых случаях напряжение на лампе в период разгорания может быть выше, чем напряжение горения в установленном режиме. В этом случае коэффициент 1,4 оказывается недостаточным, а повышение напряжения источника питания является неэкономичным. Наиболее экономичной будет схема включения, в которой балласт совмещает в себе функции выпрямителя, обеспечивающего необходимое напряжение питания, и функции зажигающего устройства. На рис. 16 приведена одна из таких схем включения. Питающий автотрансформатор выполнен с большим рассеянием. После зажигания лампы, пока её ток мал, напряжение на выходе выпрямителя значительно превосходит напряжение горения лампы.

По мере разгорания лампы ток увеличивается и достигает номинального значения, а выпрямленное напряжение уменьшается и становится равным напряжению на лампе. В этой схеме активные потери значительно ниже, чем в схеме с постоянным балластом. При питании ламп выпрямленным напряжением следует обратить внимание на его стабильность. Пульсации тока не должны превосходить 10%, так как при большей пульсации тока теряются преимущества работы лампы на постоянном токе.

Характерной особенностью ртутно-кварцевых ламп является то, что после включения лампы в сеть и зажигания в ней разряда требуется время от 3 до 10 мин в зависимости от мощности лампы для установления стационарного режима работы. Этот период называется периодом разгорания лампы. С момента зажигания разряда температура стенок горелки начинает повышаться и соответственно увеличивается давление паров ртути. С ростом давления повышается градиент потенциала в столбе разряда. Одновременно с ростом напряжения на лампе повышается ее мощность, что сопровождается увеличением температуры стенок и давления паров ртути. Процесс разгорания

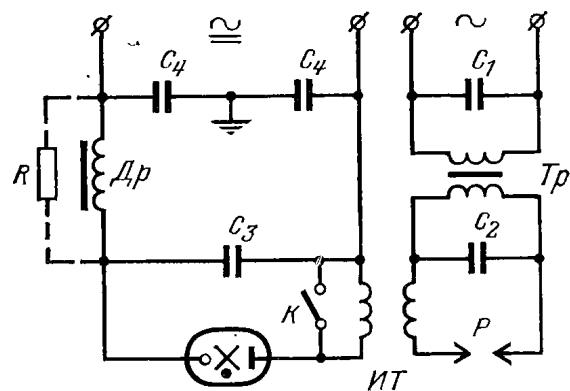


Рис. 15

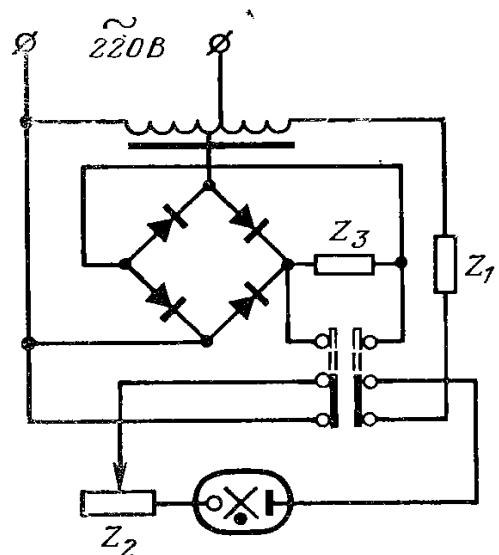


Рис. 16

лампы заканчивается тогда, когда вся ртуть в горелке полностью испарится.

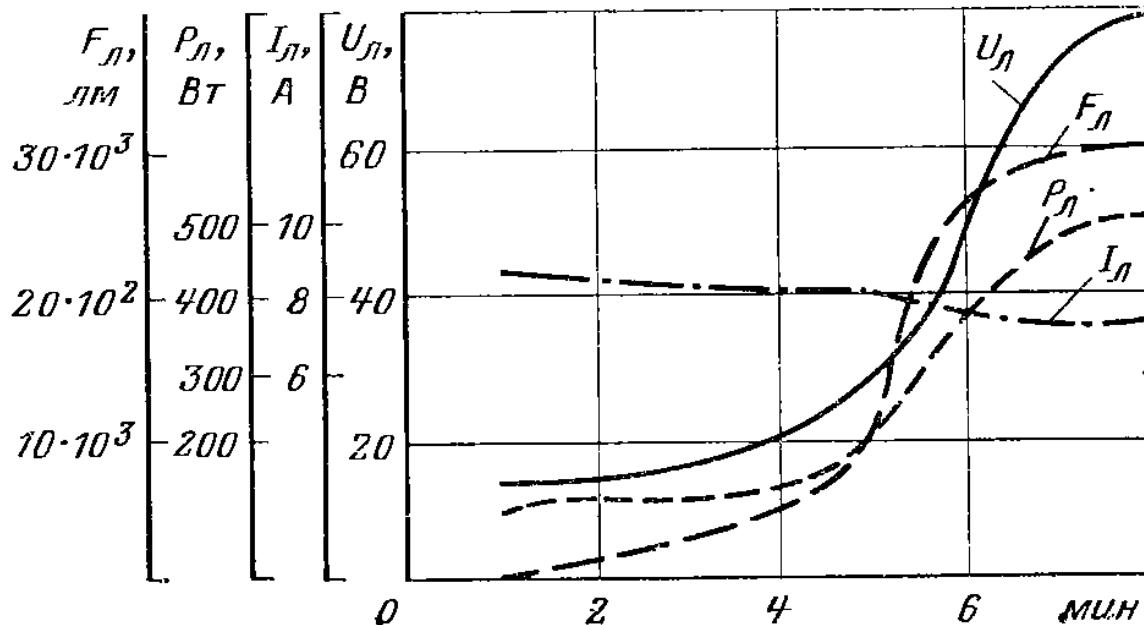


Рис. 17

На рис. 17 показаны типичные кривые изменения электрических и световых характеристик ртутных ламп ДРШ в процессе их разгорания. На длительность периода разгорания лампы оказывают влияние главным образом температура окружающей среды, теплоизолирующие свойства внешней колбы и изменение мощности лампы. При пониженных температурах окружающего воздуха время пускового периода возрастает. Эти факторы влияют также и на стационарные световые и электрические параметры лампы.

Напряжение первоначального зажигания ламп ДРШ вследствие высокого давления наполняющего лампу инертного газа значительно выше напряжения питания. Для зажигания лампы на ее электроды должен быть подан импульс высокого напряжения, обеспечивающий первоначальную ионизацию межэлектродного пространства. Процесс развития разряда в лампе условно можно разбить на четыре этапа: пробой межэлектродного пространства, нагрев электродов, разгорание дугового разряда и установление стационарного режима работы.

Весьма наглядное представление о характеристике каждого этапа разряда можно получить из рассмотрения данных табл. 2, где приведены продолжительности этапов и относительные изменения электрических характеристик.

Второй этап развития разряда — нагрев электродов заканчивается тогда, когда эмиттирующие поверхности электродов приобретут температуру, достаточную для начала термоэлектронной эмиссии и формирования дугового разряда. В этот период в лампе горит тлеющий разряд, а напряжение на лампе ниже напряжения зажигания. Продолжительность этого этапа разряда зависит

от тока, формы и размеров рабочей части электродов, расположения спиралей с активирующим составом и ряда других факторов.

Разгорание дугового разряда продолжается до тех пор, пока введенная в лампу ртуть полностью не испарится и в лампе установится нормируемое давление паров. Продолжительность этого периода зависит от мощности, тока и условий охлаждения лампы. В период разгорания лампы изменяются ее электрические и световые характеристики (рис. 17).

При разгорании ламп ДРШ возможно их погасание в момент перемещения основания разряда со спиралью на рабочий конец электрода, если предварительный нагрев рабочей части электрода оказался недостаточным. Устранить это явление можно правильным выбором конструкции электрода. Возможно также неполное и медленное разгорание лампы, вызываемое тем, что мощность, выделяемая в лампе, оказывается недостаточной для обеспечения требуемой скорости испарения ртути. Такое явление возможно при работе ламп в условиях низких температур либо форсированного охлаждения лампы, не предусмотренного инструкцией по эксплуатации.

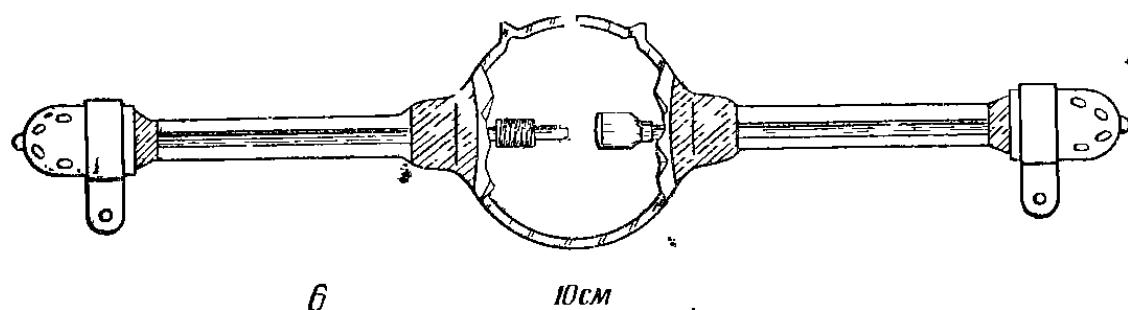
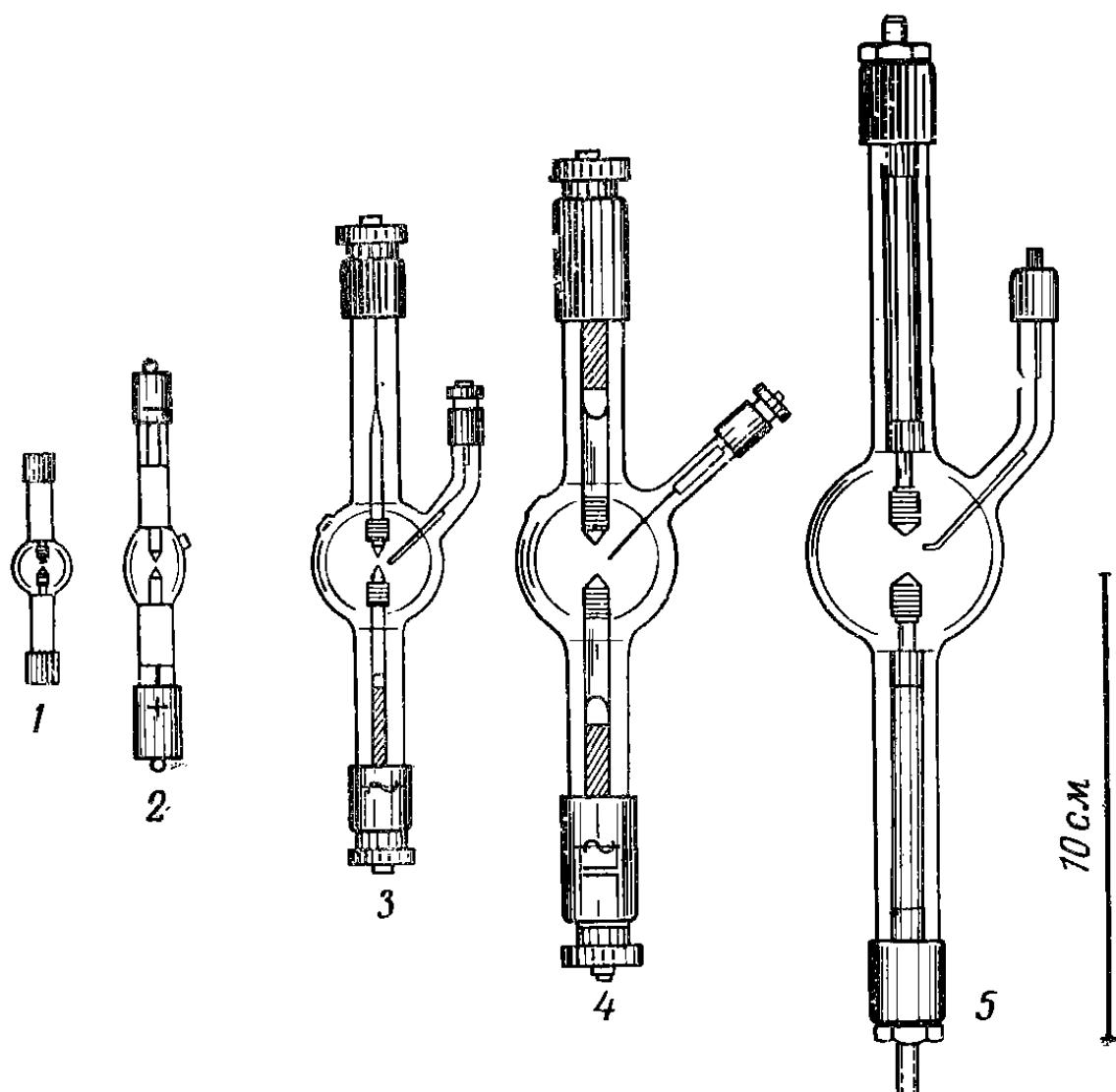
Переход лампы в стационарный рабочий режим определяется стабилизацией всех его характеристик и достижением ими номинальных значений параметров.

Таблица 2

Относительное изменение электрических характеристик ламп ДРШ в процессе их зажигания

Этапы развития разряда	Напряжение на лампе	Ток через лампу	Мощность лампы	Продолжительность
Пробой межэлектродного пространства	U_1 — высокое	I_1 — малый	P_1 — малая	Порядка 10^{-5} с
Нагрев электродов	$U_2 \leq U_1$	$I_2 \geq I_1$	$P_2 > P_1$	2—10 с
Разгорание дугового разряда	$U_3 \leq U_2$	$I_3 \geq I_2$	$P_3 > P_2$	3—10 с
Стационарный рабочий режим	$U_4 > U_3$	$I_4 < I_3$	$P_4 > P_3$	200—1 000 ч

В нас тощей работе для питания лампы ДРШ-250-3 используется принципиальная электрическая схема, приведенная на рис. 18.



Внешний вид ламп ДРШ.

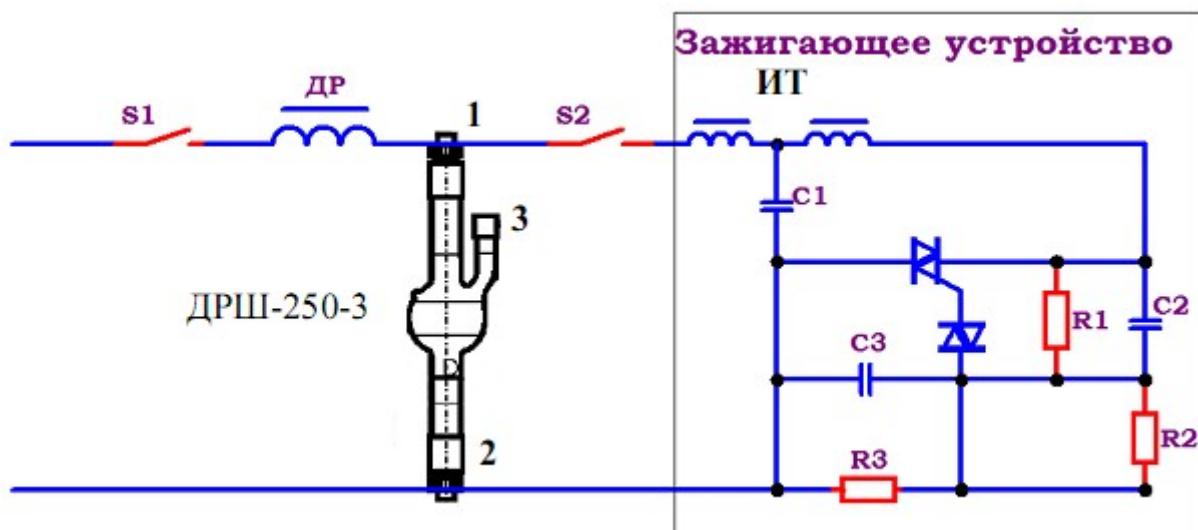


Рис. 18

Электрические параметры лампы ДРШ-250-3 и применяемого с ней дросселя приведены в табл. 3.

Технические характеристики лампы:

Тип лампы	Мощность, Вт	Свет. поток, лм	Яркость кд/м ²	Средн. продол- жит.гор. я	Габариты мм		Тип цоколя	Кол. в упаковке, шт.
					L	D		
ДРШ 250-3	250	12500	160x10 ⁶	500	145	26,5	спец.	50

Таблица 3

Дроссель – аппарат балластный индуктивный с параметрами:

Рабочий режим		Пусковой режим	
Напряжение на дросселе, В	Сила электрического тока, А	Напряжение на дросселе, В	Сила электрического тока, А
93	4,0±0,2	127	6,5-8,0

Лампа ДРСк-125 (аналог ДРТ-125 с цоколем Е27).

Лампы ПРК (прямая ртутно-кварцевая), ДРТ (дуговая ртутная трубчатая) и аналог данных тип ламп ДРСк представляют собой кварцевую трубку диаметром 18—45 мм, по концам которой впаяны вольфрамовые активированные самокалиющиеся электроды. Трубка заполняется аргоном и дозированным количеством ртути. По классификации эти лампы относятся к категории ламп высокого давления.

Для снижения напряжения зажигания лампы на внешней поверхности трубки в некоторых типах ламп укрепляется металлическая проводящая полоса. Лампы имеют падающую вольт-амперную характеристику, поэтому для

включения в сеть последовательно с лампой должно включаться балластное сопротивление. В качестве балластного сопротивления обычно используется дроссель.

На рис. 19 приведены схемы включения ламп ПРК и ДРТ в сеть. При питании ламп на переменном токе (рис. 19, а). Проводящая полоса на лампе подключается через небольшой разделительный конденсатор C_1 емкостью 300—500 пФ к одному из электродов лампы. Параллельно лампе включен конденсатор C_2 емкостью 0,05—0,007 мкФ, обеспечивающий снижение уровня радиопомех, создаваемых лампой. Последовательно с пусковой кнопкой K включается конденсатор C_3 емкостью 2—3 мкФ. При нажатии кнопки K образуется резонансный контур, состоящий из дросселя и конденсатора C_3 . На конденсаторе C_3 создается повышенное напряжение, которое зажигает в лампе разряд. Если при первой попытке не произошло зажигание лампы, то процесс пуска следует продолжать до возникновения в лампе разряда.

Для ограничения импульса тока, возникающего в процессе поджига лампы, рекомендуется последовательно с дросселем включать резистор R с сопротивлением около 5 Ом для ламп ПРК-4 (ДРТ-220) и 10 Ом для ламп других типов. Как и ртутно-кварцевые лампы высокого давления, лампы ПРК и ДРТ имеют период разгорания около 10—15 мин. Повторное зажигание ламп после их погасания может быть произведено примерно через 10 мин после полного остывания лампы.

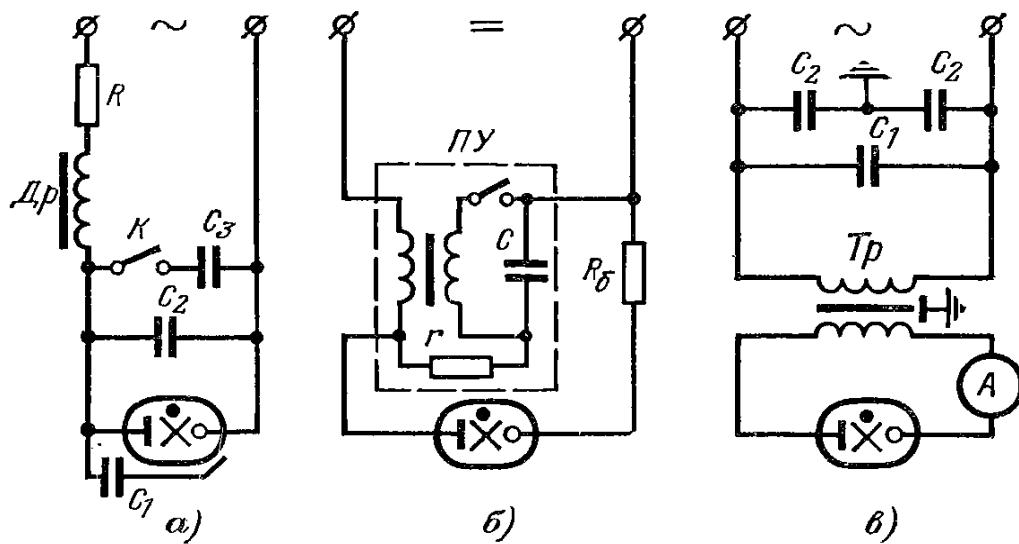


Рис. 19

При питании ламп постоянным током (рис. 19, б) для получения необходимого импульса напряжения можно применить ударный контур, состоящий из конденсатора C , импульсного трансформатора и токоограничивающего резистора R . При подаче на лампу напряжения питания происходит заряд конденсатора C через токоограничивающий резистор. При нажатии кнопки K конденсатор C разряжается на первичную обмотку

импульсного трансформатора и в его вторичной обмотке возникает импульс напряжения, обеспечивающий зажигание лампы. Внешний вид ламп ДРТ показан на рис. 20. Параметры ламп сведены в таблицу 4.

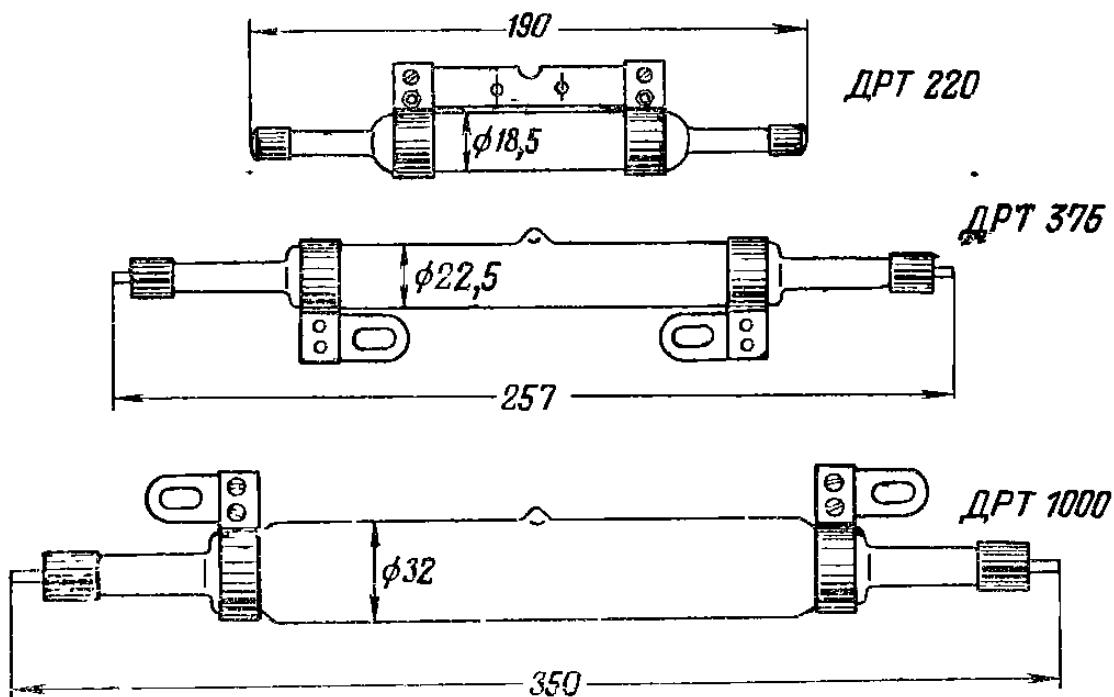


Рис. 20 . Общий вид ламп типа ДРТ с давлением паров ртути до 0,2 МПа (ранее лампы ПРК).

Параметры ламп ДРТ

Таблица 4

Параметр	ДРТ-220*	ДРТ-375*	ДРТ-1000*
Мощность лампы, Вт	220	375	1000
Напряжение на лампе (приблизительно), В	70	120	135
Сила тока, А:			
рабочая (приблизительно)	3,7	3,7	8,05
наибольшая пусковая	5	6	14
Давление (приблизительно), 10^5 Па	1	1,2	1
Положение горения	Горизонтальное		
Время разгорания (приблизительно), мин	10	15	10
Время до повторного зажигания, мин	10	10	10

В настоящей работе для исследования используется маломощная трубчатая лампа ДРСк-125 (аналог лампы ДРТ-125). Отличие данных типов

ламп заключается только в наличии у лампы ДРСк-125 удобного стандартного цоколя Е27.

Внешний вид трубки и лампы приведен на рис. 21, параметры сведены в таблицу 5.

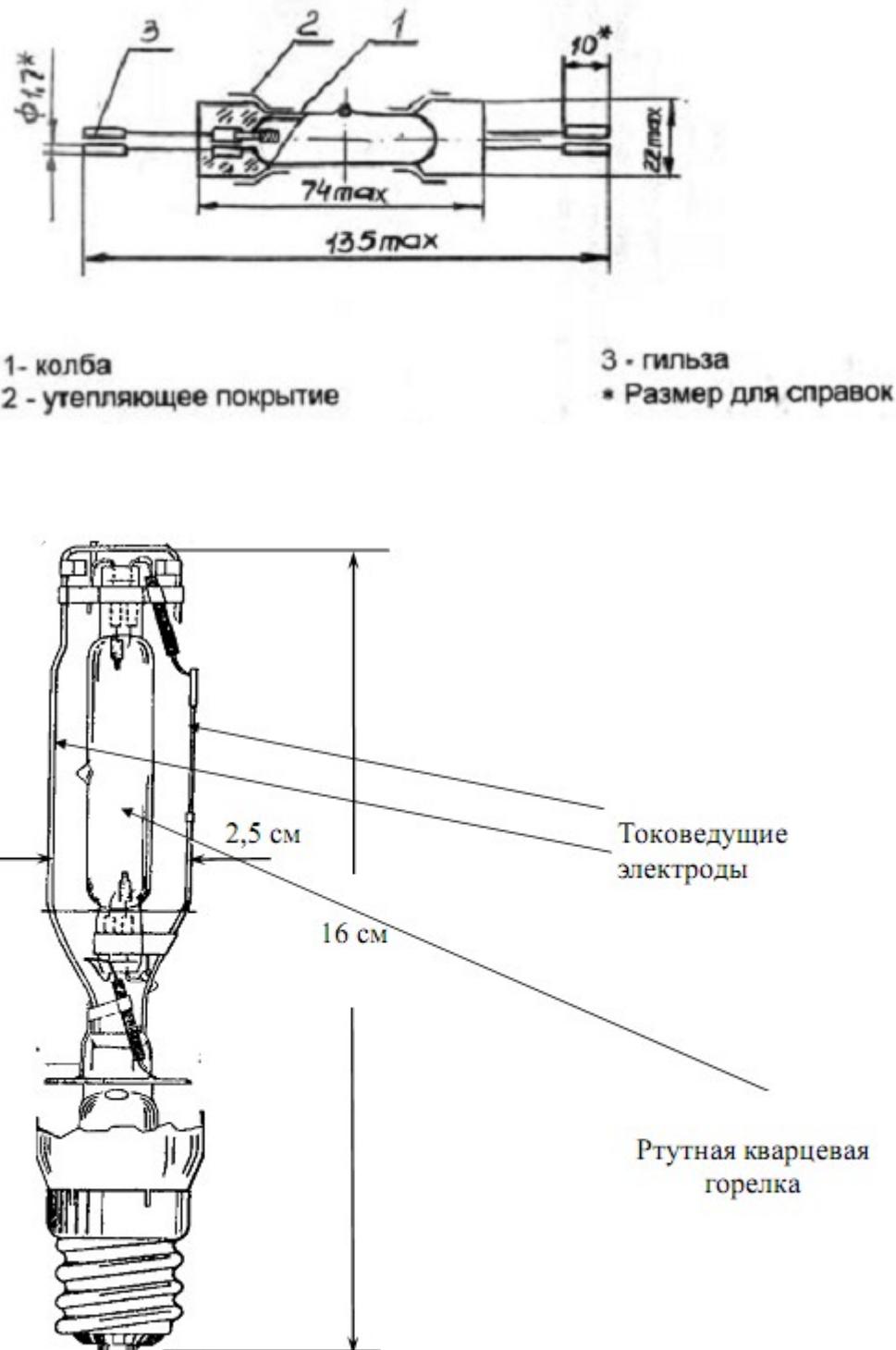


Рис. 21. Внешний вид трубки и лампы ДРСк-125.

Таблица 5

Тип лампы	Мощность,** Вт		Напряжение** на лампе, В		Сила электрического тока,* А	Распределение излучения по областям А, В, С по отношению ко всей мощности излучения, ** %						Световой поток,** лм		
						область А 315-400 нм		область В 280-315 нм		область С 230-280 нм		номин.	не менее	
	номин.	не более	номин.	пред. откл.		номин.	не более	номин.	не более	номин.	не более			
ДРТ125-1	125	132	95	+15 -25	1,6	21	22	22	25	9	11	1850	1730	

* Справочная величина

** Данные после 10 ч горения

Примечание - Значения мощности и распределения излучения по областям А, В, С ниже номинального и светового потока выше номинального не ограничиваются.

Дроссель индуктивный

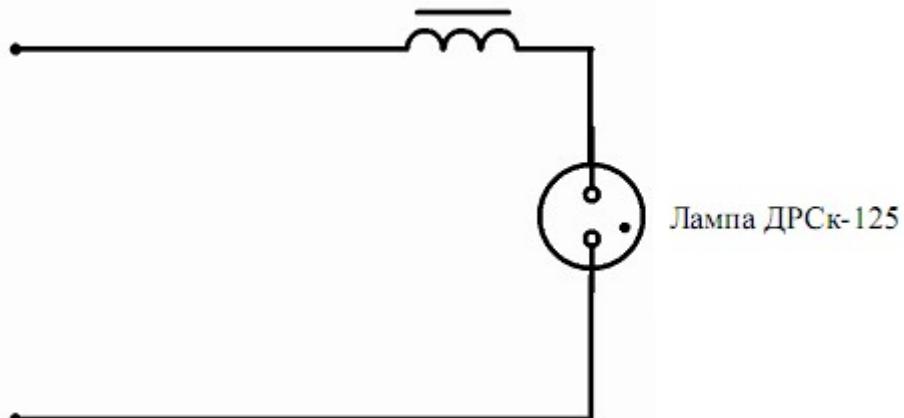
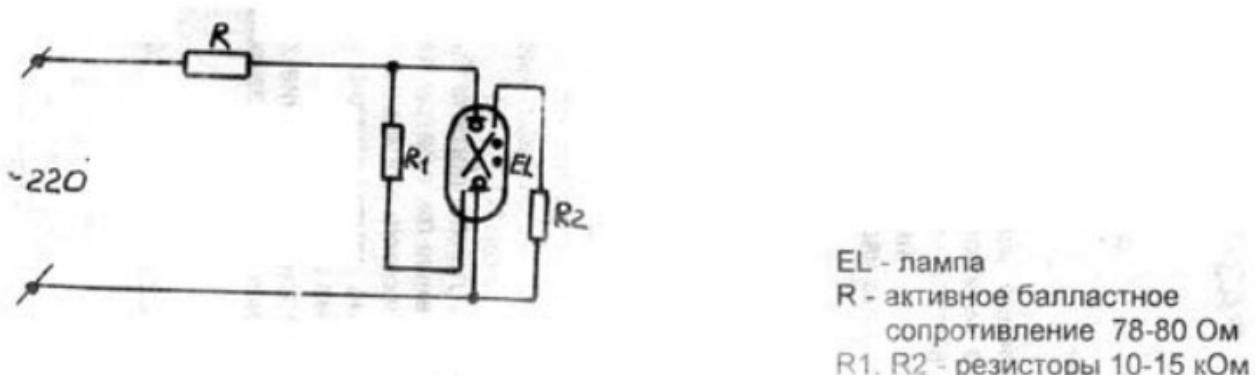


Рис. 22. Схема включения лампы ДРСк-125 в сеть.



EL - лампа
R - активное балластное сопротивление 78-80 Ом
R1, R2 - резисторы 10-15 кОм

Рис. 23. Номиналы балластных сопротивлений впаянных между основными и поджигающими электродами в трубке.

Лампа включается в сеть переменного тока согласно схеме 22. Поджигающее устройство не требуется, так как в конструкции трубы предусмотрено наличие поджигающих электродов, расположенных рядом с основными электродами лампы (рис. 21, 23).

Особенности спектра ламп.

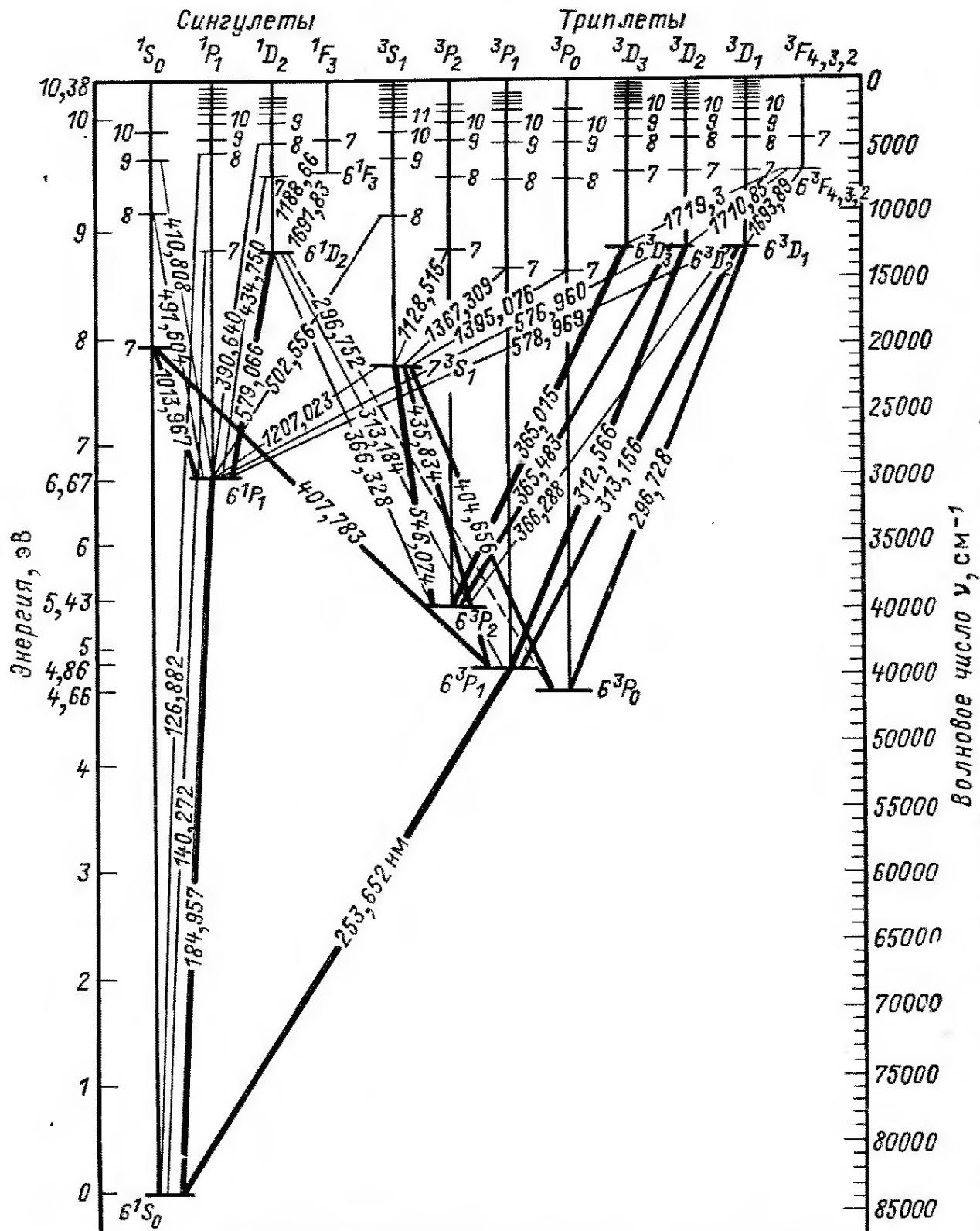


Рис. 24. Схема энергетических уровней атома ртути.

Исследуемые в работе ртутные лампы имеют спектр, соответствующий

схеме энергетических уровней атома ртути, приведенной на рис. 24. Однако следует учитывать некоторые особенности излучаемого лампами спектра.

Во первых, как было сказано выше, помимо ртути в колбу для облегчения зажигания разряда вводится определенное количество «буферного» инертного газа (обычно аргон), поэтому помимо излучаемого спектра ртути, могут также наблюдаться спектральные линии, соответствующие переходам между энергетическими уровнями в атомах аргона.

Во вторых, так как в лампе ДРСк-125 светится ртутный пар не очень большой плотности (давление $p \sim 1$ атм), а в лампе ДРШ-250 давление ртутного пара составляет около 15 атм, то понятно, что во втором случае спектральные линии оказываются более широкими.

Рассмотрим это более подробнее.

Естественная ширина спектральных линий. Классическое рассмотрение.

Движение связанного электрона в атоме, согласно классической механике, можно рассматривать как наложение гармонических движений, представляя проекции вектора перемещений $r(t)$ в виде ряда Фурье, например:

$$(\vec{r})_x = x(t) = \sum_i a_i \cos(\omega_i t + \phi_i). \quad (4.1)$$

При этом, согласно классической электродинамике, движущийся по гармоническому закону с частотой $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ и амплитудой a_i :

$$x_i = a_i \cos(\omega t + \varphi) = a_i \cos(2\pi\nu t + \varphi) \quad (4.2)$$

заряд e непрерывно испускает монохроматическое излучение той же частоты, уносящее за единицу времени энергию:

$$W_i = 4\pi^3 e^2 a_i^2 v^4 / (3c^3 \epsilon_0), \quad (4.3)$$

где c – скорость света; ϵ_0 – электрическая постоянная. Формула (4.3) записана в Гауссовой системе единиц измерения.

Для линейного гармонического осциллятора, обладающего в начальный момент времени энергией E_0 и не подверженного действию внешних сил, это приводит к затуханию колебаний по закону:

$$E(t) = E_0 \exp(-\gamma_0 t) = E_0 \exp(-t/\tau_0). \quad (4.4)$$

Коэффициент затухания γ_0 и характерное время затухания τ_0 выражаются следующим образом:

$$\gamma_0 = 1/\tau_0 = 2\pi e^2 v^2 / (3m \epsilon_0 c^3), \quad (4.5)$$

где e – величина электрического заряда; m – его масса.

Затухающие колебания не являются гармоническими, и, следовательно, излучение оказывается не строго монохроматическим, а характеризуется непрерывным набором частот в некотором интервале. В результате спектральная линия, соответствующая такому осциллятору, имеет некоторую ширину, называемую естественной.

Для интенсивности излучения, отнесенной к единичному интервалу частот I_v , вводимой согласно соотношению $dI_{\Sigma} = I_v dv$, $I_{\Sigma} = \int_0^{\infty} I_v dv$ (dI_{Σ} – мощность излучения, приходящегося на интервал частот от v до $v+dv$), можно получить формулу

$$I_v(v) = I_0 \frac{(\gamma_0/2)}{4\pi^2(v-v_0)^2 + (\gamma_0/2)^2}. \quad (4.6)$$

График этой зависимости I_v (рис. 25) представляет собой естественный контур линии в классическом представлении.

Полуширина линии называется ширина ее контура при ординате, равной половине максимального значения $I_v(v)$. Легко проверить, что максимум интенсивности I_v , равный I_0 , достигается при $v=v_0$, а ее половинное значение $I_v=I_0/2$ – при $v=v_0 \pm \gamma_0/4$. Таким образом, для естественной полуширины имеем:

$$\Delta v_0 = 2 \frac{\gamma_0}{4\pi} = \frac{\gamma_0}{2\pi} = \frac{e^2 v_0^2}{3\epsilon_0 c^3}. \quad (4.7)$$

Переходя к длинам волн согласно соотношению $\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ получаем:

$$\Delta \lambda_0 = e^2 / 3\epsilon_0 c^2, \quad (4.8)$$

Т. е. естественная полуширина в шкале длин волн по классической теории оказывается постоянной.

$$\Delta \lambda = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^2 m} = 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ м}. \quad (4.9)$$

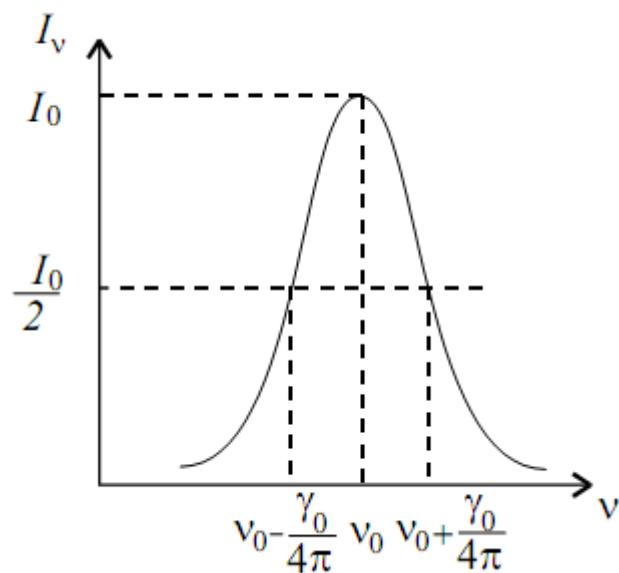


Рис. 25.

Естественная ширина спектральных линий. Квантовое рассмотрение.

Элементы квантовой теории. Согласно квантовым представлениям при изменении стационарного состояния атома испускается или поглощается квант света с энергией, определяемой по формуле $\hbar\nu_{nm}=E_n-E_m$. Спонтанные (самопроизвольные) переходы с n -уровня на m -уровень характеризуются коэффициентом Эйнштейна A_{mn} – вероятностью перехода в единицу времени, так что число спонтанных переходов в единице объема за время dt равно $dZ_{mn} = A_{mn}N_n dt$, где N_n – заселенность n -уровня (число атомов с энергией E_n в единице объема). Отсюда следует, что убыль населенности за время dt в результате спонтанных переходов на все нижележащие уровни определяется суммой:

$$-dN_n = \sum_i dZ_{mi} = N_n \sum_m A_{mn} dt \quad (4.10)$$

Интегрируя, получаем

$$N_n(t) = N_n(0) \exp(-A_n t) = N_n(0) \exp(-t / \tau_n), \quad (4.11)$$

Причем среднее время жизни атома на n -уровне $\tau_n = 1/A_n$, здесь также введено обозначение: $A_n = \sum_n A_{mn}$.

Запишем известное из курса квантовой физики соотношение неопределенностей:

$$\begin{aligned} \Delta E \Delta t &= \hbar / 2, \\ \Delta E &= \frac{\hbar}{2\Delta t}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

Отождествляя в соотношении неопределенностей (4.12) Δt со временем жизни стационарного состояния τ_n , а ΔE – с шириной уровня энергии, получаем:

$$\Delta E_n = \frac{\hbar}{\tau_n} = \hbar A_n = \hbar \sum_m A_{mn} \quad (4.13)$$

Таким образом, все уровни, за исключением основного, имеют отличную от нуля ширину. Соответственно для перехода между уровнями получится не строго определенная частота ν_{mn} , а интервал частот (рис. 25), характеризуемый величиной:

$$\Delta \nu_{mn} = \frac{\Delta E_n + \Delta E_m}{h} = \frac{A_n + A_m}{2\pi} = \frac{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m}}{2\pi} \quad (4.14)$$

В квантовой электродинамике доказывается, что при этом контур линии выражается формулой, совпадающей по виду с классической формулой (4.6), в которую, однако, вместо γ_0 следует подставлять величину:

$$\gamma_{mn} = 1/\tau_n + 1/\tau_m = A_n + A_m; \quad (4.15)$$

таким образом,

$$I_{\nu_{mn}} = I_{\nu_{mn}}^o \frac{(\gamma_{mn}/2)^2}{4\pi^2(\nu - \nu_{mn})^2 + (\gamma_{mn}/2)^2}, \quad (4.16)$$

а формула (4.14) дает как раз естественную полуширину спектральной линии в шкале частот в квантомеханическом представлении.

Наиболее широкими оказываются уровни с малым временем жизни и большой вероятностью перехода. Соотношение ширины линии и ширины перехода наглядно иллюстрируется рис. 26.

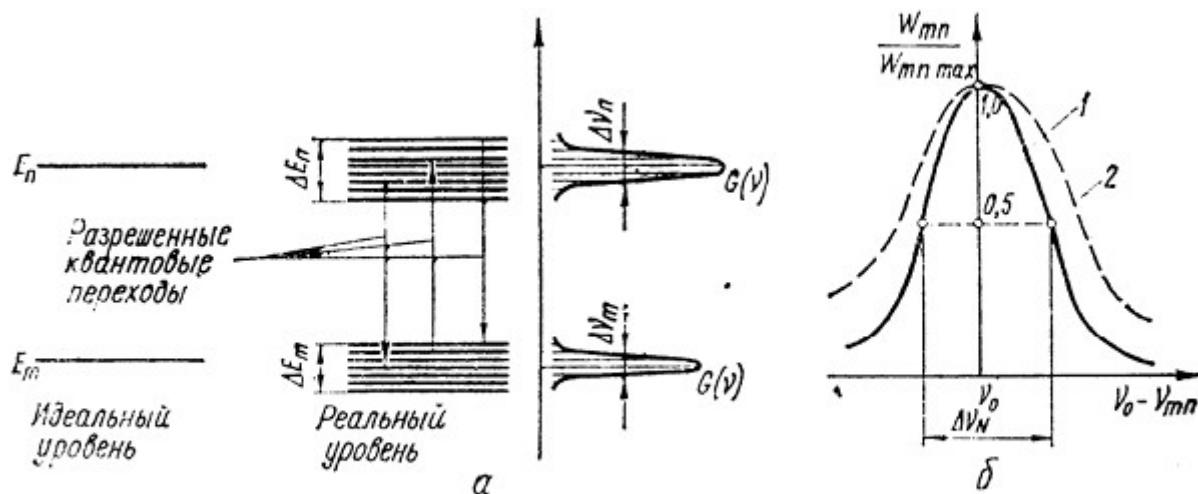


Рис. 26. Представление реального и идеального энергетического уровня

Переходя к длинам волн $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ можно переписать формулу (4.14) как:

$$\Delta\lambda = \frac{A_n + A_m}{2\pi c} \lambda^2 \quad (4.17)$$

Уширение спектральных линий за счет эффекта Доплера и столкновений.

Изложенная выше теория относится к изолированному покоящемуся атому. Наблюдаемая на опыте ширина спектральных линий, как правило, значительно больше естественной ширины. Рассмотрим причины дополнительного уширения линий, вызванного тепловым движением атомов.

1. Доплеровское уширение. Тепловое движение приводит к тому что у одной части атомов имеется составляющая скорости v , направленная к наблюдателю, а у другой — от наблюдателя. В первом случае будет наблюдаться увеличенная частота, а во втором — уменьшенная. По величине этот (доплеровский) сдвиг частоты равен:

$$(\Delta\nu/\nu)_{Допл} = v/c. \quad (4.18)$$

Исходя из средней кинетической энергии атома $E_{\text{кинетич.}} = \frac{3kT}{2}$, можно принять $\frac{mv^2}{2} \approx \frac{1}{2}kT$ и сделать оценку:

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_{\text{допл.}} = \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)_{\text{допл.}} \approx \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kT}{M}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kTN_A}{A}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{RT}{A}}. \quad (4.19)$$

Здесь k – постоянная Больцмана; T – температура в Кельвин; M – масса атома в кг; N_A – число Авогадро; A – молярная масса в кг/моль; $R=8,31$ [Дж/(моль·К)] – универсальная газовая постоянная.

Более точное рассмотрение дает для доплеровской полуширины следующее выражение:

$$\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)_{\text{допл.}} = \frac{2\sqrt{2 \cdot \ln(2)}}{c} \cdot \sqrt{\frac{RT}{A}} \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{T}{A^*}} \quad (4.20)$$

В формуле (4.20): Т – температура в Кельвин; A^* – молярная масса в г/моль; $A[\text{кг/моль}] = 10^{-3} \cdot A^*[\text{г/моль}]$.

Хаотичность теплового движения молекул в газе дает форму спектральной линии, описываемой функцией Гаусса:

$$G_v = \frac{\sqrt{\ln 2 / \pi}}{\Delta v} \exp\left\{-\ln 2 \left[\left(v - v_o\right)^2 / \Delta v^2\right]\right\} \quad (4.21)$$

с шириной $\Delta v_D = v_o \sqrt{\frac{2kT \cdot \ln 2}{mc^2}}$.

Доплеровское уширение в газовых активных средах достигает 1000 МГц, тогда как в твердых телах оно незначительно из-за жесткой связи ионов активатора с решеткой.

2. Уширение из-за столкновений. В результате столкновений время жизни атома на некотором уровне будет (в среднем) ограничено величиной $\tau_{\text{ст}}$ – средним промежутком времени между двумя столкновениями, что приводит к эффективному уширению уровней энергии, которые можно оценить исходя из соотношения неопределенностей (4.12): $\Delta E_{\text{cm.}} \approx \frac{\hbar}{\tau_{\text{ст}}}$.

Вследствие этого произойдет уширение спектральных линий:

$$\Delta v_{\text{cm.}} = 1/(2\pi\tau_{\text{ст}}). \quad (4.22)$$

Для оценки $\tau_{\text{ст}}$ заметим, что внутрь воображаемого цилиндра с радиусом основания $2r_{\text{эф}}$ и высотой vdt Рис. 27 попадут $4\pi r_{\text{эф}}^2 v dt N$ центров атомов ($r_{\text{эф}}$ – эффективный радиус атома, N – число атомов в единице объема). Таким образом, рассматриваемый атом за единицу времени испытает в среднем $4\pi r_{\text{эф}}^2 v N$ столкновений и, следовательно, $\tau_{\text{ст}} = 1/(4\pi r_{\text{эф}}^2 v N)$. Для газа при температуре T и давлении p , используя соотношения $p = NkT$, $\langle m v^2/2 \rangle = (3/2)kT$, можно получить

$$\tau_{\text{ст}} = \frac{\sqrt{ART}}{4\pi\sqrt{3}N_A pr_{\text{эф}}^2}. \quad (4.23)$$

Заметим, что учет движения остальных атомов несколько уменьшил бы время $\tau_{\text{ср}}$. Используя полученную формулу для $\tau_{\text{ср}}$ (4.23) и соотношение (4.22), переходя к длинам волн, получаем оценку для ударного уширения спектральных линий в виде:

$$\Delta\lambda \approx 5 \frac{N_A p r_{\phi}^2}{c \sqrt{ART}} \lambda^2. \quad (4.24)$$

N_A — число Авогадро; A — молярная масса в **кг/моль**; R — универсальная газовая постоянная; c — скорость света в вакууме; p — давление газа.

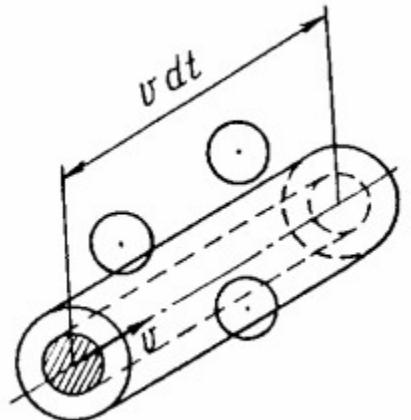


Рис. 27.

Строгая теория должна принимать во внимание воздействие на процесс испускания света некоторым атомом всех атомов, окружающих его. Это является весьма сложной задачей. При использовании формул (4.20 — 4.24) следует учитывать их приближенный характер и не отождествлять r_{ϕ} с газокинетическим размером атома.

Оценки показывают, что при пониженных давлениях уширение за счет столкновений в газе меньше доплеровского (например, в условиях работы гелий-неонового лазера), а при давлениях порядка атмосферного это уширение может быть преобладающим (некоторые типы лазеров на углекислом газе).

При практических расчетах профиля спектральной линии как правило применяются эмпирические формулы, учитывающие особенности проведения эксперимента, разряда в газе, конструкции газоразрядной трубки, типа разряда, а также аппаратной функции, разрешения спектрального прибора и т. д. С учетом этого основные расчетные формулы могут быть переписаны как:

$$\Delta\lambda_{\text{Doppler}} \approx 7,16 \cdot 10^{-7} K_1(v_1, v_2, \dots, v_n) \sqrt{\frac{T}{A^*}} \cdot \lambda \quad (4.25)$$

$$\Delta\lambda_{cm} \approx 5 \cdot K_2(v_1, v_2, \dots, v_n) \frac{N_A p r_{\phi}^2}{c \sqrt{ART}} \lambda^2 \quad (4.26)$$

где в общем случае $K_1(v_1, v_2, \dots, v_n)$ и $K_2(v_1, v_2, \dots, v_n)$ — поправочные функции нескольких переменных, зависящие, как уже было сказано выше, от многих параметров. В случае конкретного опыта по наблюдению уширения спектральной линии данной длины волны K_1 и K_2 принимают определенные числовые значения. A^* — молярная масса в **г/моль** (формула 4.25); $A[\text{кг/моль}] = 10^{-3} \cdot A^*[\text{г/моль}]$ (формула 4.26).

Тонкая структура спектральных линий атома ртути.

Полный момент импульса электрона

Электронная конфигурация атомов, задаваемая квантовыми числами n и l , позволяет понять периодическую систему элементов и установить основные закономерности оптических спектров. Тонкая структура спектров зависит от магнитных эффектов, связанных с моментом импульса электрона. Прежде чем рассматривать эти эффекты, отметим, как определяется полный момент импульса обособленного (единичного) электрона.

Орбитальный момент импульса L и спиновой момент S складываются по правилу сложения векторов в полный момент импульса электрона:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (5.1)$$

Проекция полного момента \vec{J}_z на избранное направление (чаще всего берется проекция на направление линий напряженности поля) может принимать дискретное значение:

$$\vec{J}_z = m_j \hbar \quad (5.2)$$

где $m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2}$ полный момент импульса электрона квантуется обычным образом $J = \hbar \cdot \sqrt{j(j+1)}$ где квантовое число j (его иногда называют внутренним квантовым числом) равняется максимальному значению m_j .

Поскольку l есть максимальное значение m_l , то $j = l \pm \frac{1}{2}$. При заданном значении j возможно $2j + 1$ квантовых состояний, отличающихся значением квантового числа m_j ($m_j = \pm j, \pm (j-1), \dots$). Например, в случае $l = 0$ возможно только одно значение $j = 1/2$. При $l = 1$ имеем $j = 1/2, 3/2$, для $l = 2$ имеем $j = 3/2, 5/2$. Значение в определенном состоянии характеризуется индексом у буквенного обозначения орбитального момента, записываемого так же, как и для отдельных электронов, но заглавными буквами: S, P, D, F, G, H . Так, состояние с $l = 1$ и $j = 3/2$ обозначается как $P_{3/2}$ состояние с $l = 1$ и $j = 1/2$ — как $P_{1/2}$.

Механический момент многоэлектронного атома.

Распространим теперь введенное выше понятие полного момента импульса J одного электрона на случай множества электронов (как и обстоит дело в сложном атоме). Введем следующие новые обозначения:

\overrightarrow{M}_L - суммарный орбитальный момент системы электронов в атоме;

\overrightarrow{M}_S - суммарный спиновый момент системы электронов в атоме.

Как показывает расчет (который мы опускаем), *суммарный орбитальный момент* системы определяется выражением:

$$M_L = \hbar\sqrt{L(L+1)} , \quad (5.3)$$

где L — орбитальное квантовое число результирующего момента. В случае системы из двух частиц с орбитальными моментами l_1 и l_2 квантовое число L — целое, положительное — может иметь следующие значения:

$$L = (l_1 + l_2), (l_1 + l_2 - 1), \dots, |l_1 - l_2| . \quad (5.4)$$

Отсюда следует, что L (а значит и результирующий момент) может иметь $2l_1 + 1$ или $2l_2 + 1$ различных значений (нужно взять *меньшее* из двух значений l). Это легко проверить; например, для $l_1 = 2; l_2 = 3$ получаем $2 \cdot 2 + 1 = 5$ разных значений L : 5, 4, 3, 2, 1.

Если система состоит не из двух, а из многих частиц, то квантовое число L , определяющее результирующий орбитальный момент, находится путем последовательного применения правила (5.4), но мы не будем на этом останавливаться, поскольку в дальнейшем это не понадобится.

Проекция результирующего орбитального момента на некоторое направление Z определяется аналогично:

$$M_z = \hbar \cdot m_L, \quad m_L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L . \quad (5.5)$$

Подобным же образом определяется и *суммарный спиновый момент* системы:

$$M_S = \hbar\sqrt{S(S+1)} , \quad (5.6)$$

где квантовое число S результирующего спинового момента может быть целым или полуцелым — в зависимости от числа частиц — четного или нечетного. Если число N частиц *четное*, то $S = Ns, Ns - 1, \dots, 0$, где $s = 1/2$, т. е. в этом случае S — целые числа. Например, при $N = 4$ число S может быть равно 2, 1, 0.

Если же число N частиц *нечетное*, то S принимает все полуцелые значения от Ns до s , где $s = 1/2$. Например, при $N = 5$ возможные значения S равны $5/2, 3/2$ и $1/2$.

В многоэлектронном атоме каждый электрон можно характеризовать орбитальным и спиновым моментами. Возникает естественный вопрос: чему равен полный механический момент атома? Ответ на этот вопрос зависит от того, какие моменты взаимодействуют друг с другом сильнее: орбитальные, спиновые или спин-орбитальные.

Оказывается, наиболее важной и распространенной является так называемая *нормальная связь*, или *связь Рессель-Саундерса*. Эта связь заключается в том, что орбитальные моменты электронов взаимодействуют между собой сильнее, чем со спиновыми моментами. Аналогично ведут себя и спиновые моменты. Вследствие этого все орбитальные моменты складываются в результирующий орбитальный момент M_L , а спиновые — в результирующий спиновый момент M_S . А затем взаимодействие M_L и M_S определяет суммарный момент M_J атома:

$$M_J = \hbar \sqrt{J(J + 1)}, \quad (5.7)$$

где квантовое число J *полного момента* может иметь одно из следующих значений:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| .$$

Значит, J будет целым, если S целое (т. е. при четном числе электронов) или полуцелым, если S полуцелое (при нечетном числе электронов). Так, например,

L	S	Возможные значения J
2	1	3, 2, 1
2	3/2	7/2, 5/2, 3/2, 1/2

Такой вид связи, как правило, присущ легким и не слишком тяжелым атомам.

Однако нормальная связь является не единственно возможной. Это только один из крайних случаев связи. Другой крайний случай так называемая *j-j связь*, когда спин-орбитальное взаимодействие у каждого электрона оказывается

основным. В этом случае суммарный момент атома $M_J = \sum_j M_j$ т. е. равен сумме отдельных спин-орбитальных моментов M_j .

Такая связь встречается у тяжелых атомов, но достаточно редко. В основном же осуществляются более сложные промежуточные виды связи.

В случае нормальной связи вводится понятие *терма атома*, который полностью характеризует энергетическое состояние всего атома в целом, термы принято обозначать символами:

$$^v(L)_J \quad (5.8)$$

где $v = 2S + 1$ — мультиплетность, J — квантовое число полного момента. Отличие с обозначением введенными для электрона лишь в том, что малые буквы s и j заменены на соответствующие большие S и J .

Приведем примеры термов систем с двумя электронами. Здесь возможны два случая: $S = 0$ (спины электронов противоположны) и $S = 1$ (спины сонаправлены).

В первом случае $J = L$ и $2S + 1 = 1$, т. е. все термы — *синглеты*. Во втором случае $2S + 1 = 3$, т. е. все три терма — *триплеты*. Сказанное сведено для наглядности в таблицы 6 и 7.

Таблица 6

S	L	J	Синглеты
0	0	0	1S_0
0	1	1	1P_1
0	2	2	1D_2

Таблица 7

S	L	J	Триплеты
1	0	1	$^3S_1 \quad ^3S_0$
1	1	2, 1, 0	$^3P_2 \quad ^3P_1 \quad ^3P_0$
1	2	3, 2, 1	$^3D_3 \quad ^3D_2 \quad ^3D_1$

Следует отметить, что мультиплетность v дает количество подуровней только в случае $S < L$ (в случае же $S > L$, число подуровней равно $2L + 1$). Следует также помнить, что не все термы, формально получаемые с помощью векторной модели сложения, реализуются в реальных атомах. Для детального анализа возможности существования того или иного состояния, нужно рассматривать более подробно строение электронной оболочки атома.

Следует отметить, что не все переходы между термами возможны. Эти переходы должны подчиняться правилам отбора. Эмпирически было установлено, что при нормальной связи в сложных атомах правила отбора для квантовых чисел L, S, J таковы:

$$\begin{aligned}\Delta L &= 0, \pm 1. \\ \Delta S &= 0. \\ \Delta J &= 0, \pm 1.\end{aligned}$$

(5.9)

При этом, однако, переход $J = 0 \rightarrow J = 0$ запрещен.

Указанные правила отбора обоснованы квантовой теорией и не всегда являются достаточно жесткими. Напомним, суть этих правил в том, что только при таких изменениях квантовых чисел L, S, J вероятность переходов является существенной.

Структура энергетических уровней многоэлектронных атомов.

Состояния атомов принято изображать графическими схемами, на которых помимо термов указываются также возможные переходы между термами и длины волн излучаемых при этом линий. По вертикальной оси откладывается энергия состояний (в электрон-вольтах $1\text{эВ}=1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж), причем за начало отсчета (за ноль энергии) принимают энергию основного состояния (см. диаграмма рис. 24 для атома ртути). Но на самом деле электрон в атоме не является свободным (находится в потенциальной яме), поэтому его полная энергия должна быть меньше нуля (вспомните энергетические уровни атома водорода). Таким образом, чтобы **получить реальные значения энергии, ось энергии надо сдвинуть вниз на величину ионизационного потенциала** - энергии, которую надо сообщить валентному электрону, находящемуся на самом верхнем энергетическом уровне, чтобы он стал свободным. В случае ртути эта энергия равна $E_{\text{ион.}} \approx 10,38$ эВ (по диаграмме рис. 24). Получаем, что реальная энергия основного 6^1S_0 терма равна:

$$E_{\text{осн.}} = 0 - 10,38 \text{ эВ} = -10,38 \text{ эВ},$$

а энергия терма, например 6^3P_0 $E=4,66 - 10,38 = -5,72$ эВ. Энергия же свободного электрона равна нулю и больше.

Спектры атомов принято делить на серии. В отличие от простейшего случая атома водорода здесь вводится несколько другая классификация. Переходы с уровня **P** на ближайшей свободный к ядру уровень **S** называются главной серией. Переходы, соответствующие **S → P** носят название резкой серией. Переходы **D → P** – диффузной серией. И, наконец, переходы **F→D** – фундаментальной серией.

Спин электрона существенно влияет на характер атомных спектров, поскольку связанный с ним магнитный момент вызывает зависимость энергии электрона в данном состоянии от ориентации \vec{S} относительно \vec{L} . Орбитальный механический момент импульса обуславливает магнитный момент и, следовательно, некоторое магнитное поле.

В качестве примера рассмотрим возникновение известного дублета желтой линии атома натрия с $\lambda_1=589,0$ и $\lambda_2=589,6$ нм. Проекция спина электрона на направление напряженности этого поля, как известно, может принимать два значения, так как $m_s = \pm 1/2$. Для электрона с $l \neq 0$ возможны два

близких состояния с $j_1=l+\frac{1}{2}$ и $j_2=l-\frac{1}{2}$. Энергии этих двух состояний

различны. Такое спин-орбитальное взаимодействие приводит к своеобразному «внутреннему эффекту Зеемана», даже при отсутствии внешнего магнитного поля (внутренне поле создаёт «движение» электрона по орбите). На рис. 28 показано P -состояние ($l=1$), которое в результате взаимодействия магнитных моментов расщепляется на два подсостояния с термами $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$. Поэтому вместо одной спектральной линии, соответствующей переходу $P \rightarrow S$, в действительности наблюдаются две близкие линии, соответствующие переходам:

$$^2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}} \text{ и } ^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}$$

Именно этим объясняется, дублет желтых линий 589,0 и 589,6 нм в спектре натрия.

Расщепление уровней с данным l из-за спин-орбитального взаимодействия носит название тонкой структуры. «Тонкой» она называется потому, что расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями с различными n и l . Т. е., наличие у электронов момента спина вызывает расщепление термов (уровней) на подуровне кроме S и как результат расщепление спектральных линий.

Как уже было сказано, взаимодействие орбитальных и спиновых моментов электронов приводит к возникновению тонкой (мультиплетной) структуры в спектрах атомов, которая во многих случаях может наблюдаться с помощью даже простейшего призменного спектрографа. Типичными примерами мультиплетного расщепления могут служить известный резонансный дублет натрия, рассмотренный выше и триплет ртути:

$$6^3P_{0,1,2} - 7^3S_1$$

Следует отметить, что термин «тонкая структура» является условным. Если дублет натрия действительно состоит из двух близко расположенных линий $\lambda_1=589,0$ и $\lambda_2=589,6$ нм то переходы в триплете ртути дают линии 404,7;

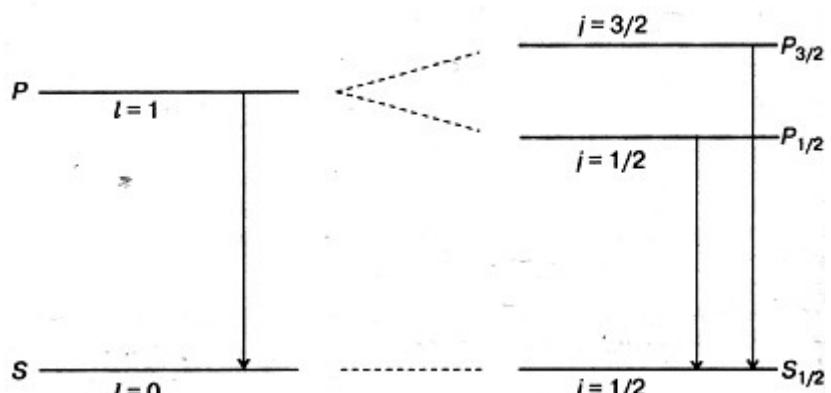


Рис. 28.

435,8 и 546,1 нм с полной шириной триплета 141 нм (см. диаграмма рис. 24 для атома ртути).

Поясним возникновение этого триплета. Уровень 6^3P является состоянием с $L=1$. Таким образом $v=3=2S+1$; откуда $S=1$. Согласно правилу квантования (5.7) и поясняющей таблицы 7 *квантовое число J полного момента* может иметь одно из следующих значений: $J=2,1,0$. Таким образом, под влиянием магнитных моментов это состояние расщепляется на $v=3$ подсостояния с термами 6^3P_0 ; 6^3P_1 и 6^3P_2 . Сказанное пояснено на рис. 29.

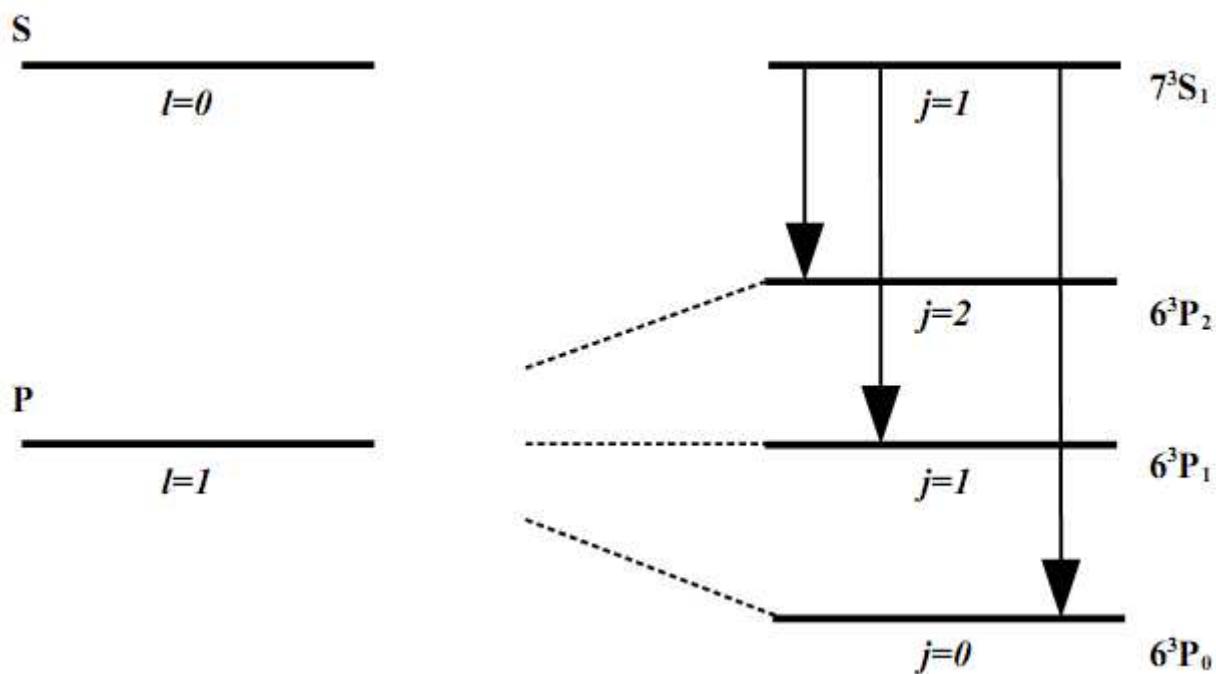


Рис. 29.

Из нерелятивистской квантовой механике, при решении задачи об энергии электрона многоэлектронного атома получается в первом приближении следующая формула:

$$E_{nl} = -A(Z - \sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2} \quad (6.1)$$

где $A = \frac{k^2 m_e e^4}{2 \hbar^2} = 13,662 \text{ эВ}$, $m_e = m$ - масса электрона, Z – заряд ядра, e – заряд электрона, $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{Кл}^2$.

Здесь величину $(Z - \sigma_{nl})$ можно рассматривать как так называемый «эффективный» заряд ядра – т. е. заряд, обусловленный положительным зарядом Z ядра и отрицательным зарядом электронной оболочки, которая как бы экранирует часть заряда ядра. Т. о. σ_{nl} имеет смысл **постоянной**

экранировки, учитывающей взаимодействие данного электрона и с ядром и с остальными электронами. Особенно хорошо формула (6.1) описывает щелочные металлы, т. к., если атом щелочного металла имеет всего Z электронов, то можно считать, что $Z-1$ электрон с ядром образуют относительно прочный «остов», в электрическом поле которого движется внешний (валентный электрон), довольно слабо связанный с остовом атома. Т.о., в некотором смысле атомы щелочного металла являются водородоподобными, но в отличии от формулы для энергии водородоподобного атома, формула (6.1) показывает, что энергия зависит ещё и от квантового числа l – т. е. в данном случае вырождение по l снимается.

Пример: электронная конфигурация атома натрия. $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. видно, что последний электрон стоит обособленно от полностью заполненных нижних оболочек.

Релятивистская квантовая теория атома показывает, что поправка к энергии водородоподобного атома за счёт спин - релятивистских эффектов следующая:

$$\Delta E = \frac{Z^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^4} \left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j+1} \right), \quad (6.2)$$

где n, j – квантовые числа, $\alpha = \frac{ke^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.03604} = 0.00729735$ - носит название **постоянной тонкой структуры**.

По аналогии с формулой (6.1), формулу (6.2) можно обобщить на сложные атомы вводя поправку к заряду ядра σ_{nj} , которая имеет тот же смысл, что и σ_{nl} в (6.1). Таким образом, формула, описывающая энергетические уровни сложного атома, учитывающая релятивистские эффекты и спин - орбитальное взаимодействие будет выглядеть так:

$$E_{nlj} = -A(Z - \sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{(Z - \sigma_{nj})^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^4} \left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j+1} \right) \quad (6.3)$$

Кроме тонкой структуры в спектрах многих атомов наблюдается также сверхтонкая структура, которая объясняется взаимодействием магнитного момента электрона со слабым магнитным полем атомного ядра, но здесь данные поправки мы не рассматриваем.

В данной работе изучается тонкая структура (расщепление уровней атома, обусловленное взаимодействием спина электрона с магнитным полем, созданным орбитальным моментом) энергетических уровней атома на примере атома ртути. Соответствующие переходы, обуславливающие этот триплет, показаны на диаграмме рис. 24 и продублированы в более понятном виде на рис.29. Для краткости обозначим термы соответственно $E_0=6^3P_0$, $E_1=6^3P_1$,

$E_2=6^3P_2$ и $E_s=7^3S_1$. При переходе $E_s \rightarrow E_0$ излучается фотон с частотой ν_{s0} и длиной волны $\lambda_{s0}=\frac{c}{\nu_{s0}}$, при переходе $E_s \rightarrow E_1$ излучается фотон с частотой ν_{s1} и длиной волны $\lambda_{s1}=\frac{c}{\nu_{s1}}$ и при переходе $E_s \rightarrow E_2$ излучается фотон с частотой ν_{s2} и длиной волны $\lambda_{s2}=\frac{c}{\nu_{s2}}$. Т. о. Можно записать:

$$E_s - E_0 = h \frac{c}{\lambda_{s0}} \quad (6.4)$$

$$E_s - E_1 = h \frac{c}{\lambda_{s1}} \quad (6.5)$$

$$E_s - E_2 = h \frac{c}{\lambda_{s2}} \quad (6.6)$$

Вычтем из (6.4) уравнение (6.6), получим выражение:

$$E_2 - E_0 = \Delta E_{20} \text{ эксп.} = h \frac{c}{\lambda_{s0}} - h \frac{c}{\lambda_{s2}} = hc \left(\frac{1}{\lambda_{s0}} - \frac{1}{\lambda_{s2}} \right) \quad (6.7)$$

экспериментально определяющее полную ширину триплета ртути.

Аналогично, вычитая из (6.4) уравнение (6.5), найдем выражение, экспериментально определяющее расстояние в энергетических единицах между уровнями $E_1=6^3P_1$ и $E_0=6^3P_0$:

$$E_1 - E_0 = \Delta E_{10} \text{ эксп.} = h \frac{c}{\lambda_{s0}} - h \frac{c}{\lambda_{s1}} = hc \left(\frac{1}{\lambda_{s0}} - \frac{1}{\lambda_{s1}} \right) \quad (6.8)$$

А вычитая из уравнения (6.5) уравнение (6.6) определим экспериментальное расстояние в энергетических единицах между уровнями $E_2=6^3P_2$ и $E_1=6^3P_1$:

$$E_2 - E_1 = \Delta E_{21} \text{ эксп.} = h \frac{c}{\lambda_{s1}} - h \frac{c}{\lambda_{s2}} = hc \left(\frac{1}{\lambda_{s1}} - \frac{1}{\lambda_{s2}} \right) \quad (6.9)$$

Используя формулу (6.3), учитывающую релятивистские эффекты и спин-орбитальное взаимодействие, можно получить теоретические выражения для разности энергий между уровнями в триплете ртути.

Рассмотрим пример получения теоретического выражения для определения полной ширины триплета в энергетических единицах, т. е. разности энергий $E_2 - E_0$. Отметим, что в формуле (6.3) член $-A(Z-\sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2}$ одинаков для всех термов уровня 6^3P так как $Z=\text{const}$, $L=\text{const}$, $\sigma_{nl}=\text{const}$, $n=\text{const}$. Поэтому при нахождении разности энергий между уровнями данные одинаковые слагаемые будут взаимно уничтожаться. Для краткости вместо различных поправок σ_{nj} для каждого подуровня с

разным j введем единую формальную поправку для разности энергий между термами 6^3P_2 и 6^3P_0 и обозначим её как σ_{2-0} . Таким образом, формулу (6.3) можно записать в виде:

$$E_{612} - E_{610} = E_2 - E_0 = \frac{(z - \sigma_{2-0})^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^4} \left[\left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j_2 + 1} \right) - \left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j_0 + 1} \right) \right] \quad (6.10)$$

где j_2 и j_0 квантовые числа j соответствующих подуровней 6^3P_2 и 6^3P_0 . Таким образом, $j_2 = 2$; $j_0 = 0$. Подставляя значения квантового числа j для соответствующих уровней, перепишем формулу (6.10) в окончательном виде:

$$E_2 - E_0 = \Delta E_{20 \text{ meop.}} = \frac{(z - \sigma_{2-0})^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{4}{5} \quad (6.11)$$

Применяя аналогичные рассуждения, найдем теоретические оценки для разности энергий между другими термами уровня 6^3P :

$$E_1 - E_0 = \Delta E_{10 \text{ meop.}} = \frac{(z - \sigma_{1-0})^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{2}{3} \quad (6.12)$$

$$E_2 - E_1 = \Delta E_{21 \text{ meop.}} = \frac{(z - \sigma_{2-1})^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{2}{15} \quad (6.13)$$

Поправочные константы σ_{2-0} , σ_{1-0} и σ_{2-1} являются справочными величинами, приведенными в таблице 8:

Таблица 8

σ_{2-0}	60,396
σ_{1-0}	65,117
σ_{2-1}	51,685

Приравнивая соответственно экспериментальные и теоретические формулы (6.11) = (6.7); (6.12) = (6.8) и (6.13) = (6.9) можно выразить из каждого полученного уравнения постоянную тонкой структуры. Получим оценочную формулу для постоянной тонкой структуры из равенства (6.11) = (6.7):

$$\frac{(z - \sigma_{2-0})^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{4}{5} = hc \left(\frac{1}{\lambda_{S0}} - \frac{1}{\lambda_{S2}} \right) \quad (6.14)$$

Откуда с помощью простых арифметических преобразований легко получить выражение для экспериментальной оценки постоянной тонкой структуры α :

$$\alpha_{\text{эксп.1}} = \frac{1}{(z - \sigma_{2-0})} \cdot \sqrt[4]{\frac{5 n^3 h \left(\frac{1}{\lambda_{S0}} - \frac{1}{\lambda_{S2}} \right)}{4 m_e c}} \quad (6.15)$$

Аналогично для других равенств получим выражения:

$$\alpha_{\text{эксп.2}} = \frac{1}{(z - \sigma_{1-0})} \cdot \sqrt[4]{\frac{3 n^3 h \left(\frac{1}{\lambda_{S0}} - \frac{1}{\lambda_{S1}} \right)}{2 m_e c}} \quad (6.16)$$

$$\alpha_{\text{эксп.3}} = \frac{1}{(z - \sigma_{2-1})} \cdot \sqrt[4]{\frac{15 n^3 h \left(\frac{1}{\lambda_{S1}} - \frac{1}{\lambda_{S2}} \right)}{2 m_e c}} \quad (6.17)$$

Откуда найдем среднее значение $\alpha_{\text{эксп.}}$:

$$\langle \alpha_{\text{эксп.}} \rangle = \frac{\alpha_{\text{эксп.1}} + \alpha_{\text{эксп.2}} + \alpha_{\text{эксп.3}}}{3} \quad (6.18)$$

Порядок выполнения.

1. Перед подключением проверить целостность всех соединительных и сетевых проводов. **Осветитель питается только от источника питания, запрещается подключать осветитель напрямую в сеть!** При работе должны быть подключены и работать охлаждающие вентиляторы блока питания и осветителя. Перед началом работы проверить положения переключателей «СЕТЬ. СИЛОВАЯ ЧАСТЬ» и «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ» - оба переключателя должны находиться в положение «ВЫКЛ».
2. Подключить выход «ЛАМПА ДРСк-125» источника питания к соответствующему входу осветителя проводом из комплекта, другим проводом со специальным разъёмом подключить вентилятор осветителя к источнику питания.
3. Проводами Ø 1,5 мм² подключиться к основным электродам лампы ДРШ-250-3 (выводы 1 и 2 на схеме рис. 18, поджигающий электрод 3 в данной модификации блока не используется, высоковольтный импульс подается между основными электродами лампы).
4. Проводом типа «тюльпан — тюльпан» соединить выход «ОПТИЧЕСКИЙ БЛОК» осветителя с соответствующим входом источника питания.
5. Перед включением установки в сеть рекомендуется открыть дверцу защитного кожуха и рассмотреть конструкцию ламп.
6. Поставить переключатель «ЛАМПА» в положение «ДРСк-125», включить источник питания в сеть ~220 В и поставить переключатель «СЕТЬ СИЛОВАЯ ЧАСТЬ» в положение «ВКЛ», при этом должен загореться сигнальный индикатор «СЕТЬ» и начаться дуговой разряд в лампе.
7. После выхода лампы на рабочий режим (3-5 минут) включить цифровую часть, поставив переключатель «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ» в положение «ВКЛ» при этом должен загореться соответствующий сигнальный индикатор и приступить к изучению спектра лампы с помощью встроенного электронного «ОПТИЧЕСКОГО БЛОКА», моделирующего работу спектрометра. В данной работе спектр представляет собой зависимость интенсивности излучения от длины волны λ (спектрограмма $U=U(\lambda)$). Интенсивность излучения на данной длине волны λ измеряется встроенным цифровым милливольтметром с узкополосным сглаживающим фильтром. В результате измерений получается спектрограмма для включенной лампы, по которой можно определить длины волн спектральных линий как положение центра пика интенсивности и полуширины спектральных линий. Длина волны, на которую настроен прибор, изменяется с помощью ручек «ДЛИНА ВОЛНЫ»: «ГРУБО» и «ПЛАВНО». Точность установки длины волны составляет ±0,5 нм. Область сканирования спектра 200 — 600 нм. Точность измерения интенсивности излучения на установленной длине волны составляет ±1 мВ.
8. В данной работе изучается зависимость уширения спектральной

линии ртути $\lambda = 435,83$ нм от условий возбуждения. В лампах ДРСк-125 и ДРШ-250-3 развивается различное давление ртути в колбе и разряд происходит при разной температуре.

9. Для получения спектра и изучения уширения спектральных линий используется фотоэлектрический метод регистрации спектра, когда излучение от лампы направляется на фотодатчик.
10. Вращая ручки «ДЛИНА ВОЛНЫ»: «ГРУБО» и «ПЛАВНО» просканировать спектр излучения ртутной лампы ДРСк-125 в диапазоне 200 — 600 нм с шагом 2 — 4 нм. Шаг сканирования следует уменьшить до 0,5 нм в области длин волн, соответствующим длинам линий излучения ртути. Результаты измерений записать в таблицу 9. Особое внимание обратить на линию с $\lambda = 435,83$ нм — её следует просканировать особенно тщательно.

Таблица 9

λ , нм	$U_{\text{фото}}$, мВ
200	...
202	...
...	...

11. Построить по полученным данным график зависимости $U_{\text{фото}}$ от длины волны λ . Так как напряжение с выхода фотодатчика $U_{\text{фото}}$ пропорционально мощности излучения на данной установленной длине волны $U_{\text{фото}} \sim I_v$, то построив график зависимости $U_{\text{фото}} = f(\lambda)$, получим профиль спектrogramмы излучения лампы.
12. По спектrogramме оценить координаты λ центров пиков и принять эти значения за длины волн излучения в спектре ртути. Сравнить экспериментальные результаты с диаграммой рис. 24 и таблицей 10

Таблица 10

Окраска линии	Относительная яркость	Длина волны, табличная, $\lambda_{\text{табл}}$, нм	Длина волны, измеренная, $\lambda_{\text{изм}}$, нм	Ошибка определения длины волны, $\Delta\lambda$, нм
Фиолетовая 1	2	404,66		
Фиолетовая 2	1	407,78		
Синяя	8	435,83		
Голубая	1	491,60		
Зеленая	10	546,07		
Желтая 1	8	576,96		
Желтая 2	10	579,07		

13. По построенному экспериментальному графику определить полное уширение $\Delta\lambda_{\text{эксп. ДРСк-125}}$ спектральной линии $\lambda = 435,83$ нм ртути в лампе ДРСк-125 как ширину кривой на половине максимальной высоты $\frac{U_{\text{фотомакс}}}{2}$ от максимального значения интенсивности $U_{\text{фото макс}} \sim I_{v \text{ макс}}$ см. рис 25, рис. 26,б.
14. По окончании экспериментов с лампой ДРСк-125 проверить подключена ли лампа ДРШ-250-3 к источнику питания. **Обязательно поставить переключатель «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ» в положение «ВЫКЛ», это необходимо для защиты цифрового устройства от бросков тока при переключении ламп.**
15. Поставить переключатель «ЛАМПА» в положение «ДРШ-250»
16. Кратковременно нажать кнопку «ПОДЖИГ» источника питания и зажечь в лампе дуговой разряд.
17. После выхода лампы на рабочий режим (5 минут) включить цифровую часть, поставив переключатель «СЕТЬ. ЦИФРОВАЯ ЧАСТЬ» в положение «ВКЛ» при этом должен загореться соответствующий сигнальный индикатор и приступить к изучению спектра лампы с помощью встроенного электронного «ОПТИЧЕСКОГО БЛОКА», моделирующего работу спектрометра.
18. Провести измерения спектральных параметров аналогично пп. 7-13 для лампы ДРШ-250-3.
19. Обратить внимание на отличие спектров этих двух ламп. В случае спектра от лампы ДРШ-250-3 линии намного более уширены, возникает достаточно интенсивный сплошной фон и иногда близко расположенные линии сливаются в одну.
20. Определить из экспериментального графика полное уширение $\Delta\lambda_{\text{эксп. ДРШ-250-3}}$ спектральной линии $\lambda = 435,83$ нм ртути в лампе ДРШ-250-3. Так как лампа ДРШ-250-3 помимо спектральных линий дает интенсивный фон, то значения $\frac{U_{\text{фотомакс}}}{2}$ может не оказаться на графике. В этом случае пик надо экстраполировать наилучшим образом до пересечения с линией $\frac{U_{\text{фотомакс}}}{2}$, как это показано на рис. 30, и определить полное экспериментальное уширение линии $\Delta\lambda_{\text{эксп. ДРШ-250-3}}$ из экстраполированного графика.

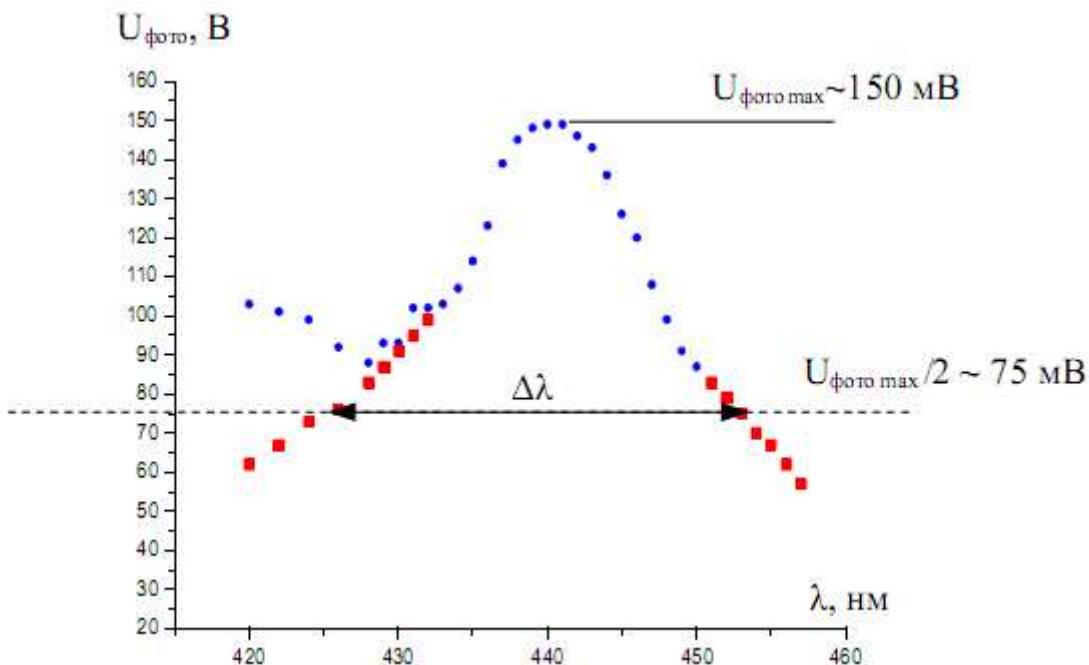


Рис. 30. Синими точками обозначены экспериментально полученные значения, красными квадратиками — экстраполированные значения до пересечения с линией $\frac{U_{\text{photo max}}}{2}$.

21. Оценить теоретические значения уширения спектральной линии $\lambda = 435,83$ нм для двух исследуемых ламп. Рассчитать естественное уширение согласно классической теории $\Delta\lambda_{\text{кл}}$ по формуле (4.8); уширение согласно квантовой теории $\Delta\lambda_{\text{кв}}$ по формуле (4.17); уширение за счёт эффекта Доплера $\Delta\lambda_{\text{Доплер}}$ по формуле (4.25) и уширение за счёт столкновений $\Delta\lambda_{\text{ст}}$ по формуле (4.26). Естественно, что $\Delta\lambda_{\text{кл}}$ и $\Delta\lambda_{\text{кв}}$, согласно формулам (4.8) и (4.17) не зависят от условий разряда (типа лампы), $\Delta\lambda_{\text{кл}}$ является константой для всех веществ, $\Delta\lambda_{\text{кв}}$ зависит только от типа газа, наполняющего разрядный промежуток, и соответственно, от энергетических уровней, между которыми происходит переход. При расчетах принять:

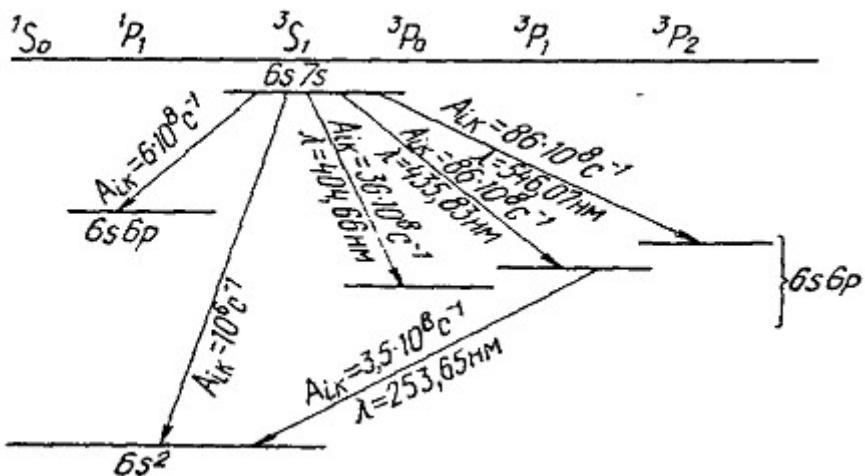
Лампа ДРСк-125:

давление внутри колбы в стационарном режиме $p=10^5$ Па
температура паров ртути в стационарном режиме $T=500$ К
Постоянныес эксперимента $K_1 \sim 2,4 \cdot 10^4$; $K_2 \sim 1,1 \cdot 10^4$

Лампа ДРШ-250-3

давление внутри колбы в стационарном режиме $p=2 \cdot 10^6$ Па
температура паров ртути в стационарном режиме $T=1500$ К
Постоянныес эксперимента $K_1 \sim 5,9 \cdot 10^3$; $K_2 \sim 4,6 \cdot 10^3$
Эффективный радиус атома ртути принять равным $r_{\text{эфф}} \approx 1,5$ нм
Молярная масса ртути $A^* = 200$ г/моль; $A = 0,2$ кг/моль

Необходимые для расчета значения вероятностей переходов A_{mn} приведены на диаграмме 1.



При расчете уширения согласно квантовой теории $\Delta\lambda_{KB}$ по формуле (4.17) следует учесть, что $A_n = \sum_n A_{mn}$, $A_m = \sum_m A_{mn}$ — есть суммы вероятностей перехода. Т. е для получения значения A_n следует просуммировать все вероятности перехода из состояния 3S_1 во всевозможные другие состояния ($A_n = 6 \cdot 10^8 + 10^6 + 36 \cdot 10^8 + \dots + 86 \cdot 10^8$), для получения значения A_m следует просуммировать все вероятности перехода из состояния $6s6p$ (согласно диаграмме 1 приведен лишь один возможный переход с $A_{mn} = 3,5 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ для $\lambda = 253,65 \text{ nm}$ — его и следует принять за A_m).

22. Оценить теоретически общее уширение спектральной линии $\lambda = 435,83 \text{ nm}$ как сумму $\Delta\lambda_{teor. общ.} = \Delta\lambda_{доплер} + \Delta\lambda_{cm}$. (квантотехническим уширением ввиду его малости по сравнению с другими типами можно пренебречь) для ламп ДРСк-125 и ДРШ-250-3.
23. Сравнить полученные вами теоретические значения $\Delta\lambda_{teor. общ.}$ для каждой из ламп с полученными экспериментально значениями общего (полного) уширения из графиков $\Delta\lambda_{эксп. общ.}$.
24. Выяснить главную причину уширения спектральной линии ртути $\lambda = 435,83 \text{ nm}$ в излучении ламп ДРСк-125 и ДРШ-250-3.
25. Оценить среднее время жизни атома ртути в состоянии 3S_1 как $\tau_n = 1/A_n$, где $A_n = \sum_n A_{mn}$.
26. Произвести расчёт экспериментального значения расщепления энергии уровня 3P по формулам (6.7) — (6.9) и теоретически вычислить расщепление по формулам (6.11) — (6.13). Необходимые для расчетов поправки $\sigma_{i,k}$ приведены в таблице 8, заряд ядра атома ртути $z=80$, главное квантовое число исследуемого уровня 3P равно $n=6$.
27. По формулам (6.15) — (6.17) из эксперимента вычислить значения

постоянной тонкой структуры $\alpha_{\text{экспер.}1,2,3}$, а по формуле (6.18) среднее значение $\langle \alpha_{\text{экспер.}} \rangle$ и сравнить его с табличным значением $\alpha_{\text{табл.}}$.

28. Режим работы установки прерывистый – через каждые 50 минут работы делается перерыв на 10 мин. **Все вычисления производить после проведения экспериментов.**
29. По окончании работы отключить блок питания, переведя переключатель «СЕТЬ» в положение «ВЫКЛ» и вынуть сетевую вилку из розетки.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Приведите классификацию разрядов в газе.
2. Что такое самостоятельный и не самостоятельный разряд в газе?
3. Какой тип разряда используется в изучаемых вами типов газоразрядных ламп?
4. Что называется кривой Пашена? Каково её практическое применение при конструировании газоразрядных приборов?
5. Перечислите основные типы газоразрядных приборов.
6. Приведите пример схемы включения люминесцентных и бактерицидных ламп в сеть переменного тока.
7. Приведите основные выпускаемые промышленностью типы газоразрядных ламп высокого и сверхвысокого давления.
8. В чем особенность включения в сеть исследуемой дуговой ртутной шаровой лампы ДРШ-250-3? Приведите примеры практической реализации схем включения в сеть данной лампы и объясните принцип их работы. Можно ли данный тип ламп включать в сеть без балластного дросселя (резистора)?
9. Приведите пример кривой изменения электрических и световых характеристик ртутных ламп ДРШ в процессе их разгорания.
10. В чем особенность включения в сеть дуговой ртутной трубчатой лампы типа ДРТ-220, ДРТ-400?
11. Приведите примеры практической реализации схем включения в сеть данной лампы и объясните принцип их работы. Можно ли данный тип ламп включать в сеть без балластного дросселя (резистора)?
12. Чем отличается изучаемая в настоящей работе маломощная трубчатая лампа ДРСк-125 от аналога - лампы ДРТ-125?
13. Приведите примеры практической реализации схем включения в сеть данной лампы и объясните принцип их работы. Какую роль в данной схеме играет дроссель?
14. Объяснить происхождение естественной ширины спектральной линии (классическая и квантовая модели).
15. Объяснить физический механизм доплеровского уширения спектральной линии.
16. Какова физическая причина уширения спектральных линий за счет столкновений атомов?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. Зайдель А.Н., Островская Ю.И. Техника и практика спектроскопии. -М.: Наука, ГИФМЛ, 1972.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. М., 1982, т. 3
3. Шпольский Э. В., Атомная физика т.1, т.2
4. Лабораторный практикум по физике, под ред. К. А. Барсукова, М. 1988.
5. Курс физики, под редакцией Лозовского В.Н., С-Пб 2001.
6. М. И. Фугенфиров. Электрические схемы с газоразрядными лампами.

**ДЛЯ СВОБОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»**