

О ТЕМПЕРАТУРЕ И ПРЕДЕЛЬНЫХ ТОКАХ
САМОСЖАТОГО ЛИНЕЙНОГО
НЕПРОЗРАЧНОГО РАЗРЯДА

А. Ф. Александров, В. В. Зосимов,
А. А. Рухадзе, В. С. Савоский

В работах^{1,2} теоретически показано, что сильно-точный самосжатый разряд в плотной оптически непрозрачной плазме может быть использован как эффективный источник света для энергетической накачки оптических квантовых генераторов. Такой разряд хотя и не обладает необходимой для обеспечения высокого КПД селективностью излучения, как прозрачный разряд, однако более устойчив, поскольку не подвержен быстроразвивающейся перегревной неустойчивости из-за высокой лучистой теплопроводности. Условие оптической непрозрачности разряда и однородности температуры по его сечению (только при этом непрозрачный разряд может быть эффективным источником света) накладывают ограничение на полный разрядный ток J . Так, для случая многократно ионизованных атомов необходимо, чтобы выполнялись неравенства:

$$J_{\min} \approx 130 \text{ ка} < J < J_{\max} = 420 \text{ ка} \quad (1)$$

Нижний предел соответствует равенству характерного размера разряда r_p и росселандова пробега света, а верхний – равенству характерных размеров неоднородности температуры и плотности в разряде.

Температура плазмы определяется полным разрядным током и полным числом захваченных в разряд частиц N_n :

$$T = 3,6 \cdot 10^{13} \frac{J^2}{(1 + Z)N_n} \quad (2)$$

где Z - средний заряд иона, J измеряется в амперах, N_n - в см^{-3} , а температура в $^\circ\text{К}$.

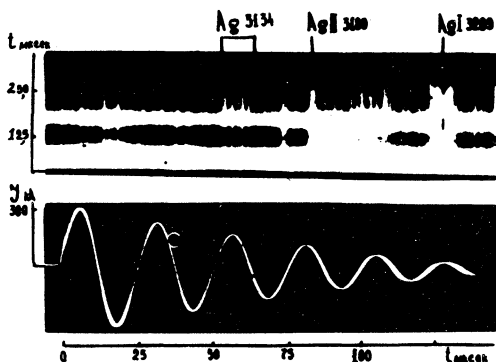
Наконец, время жизни непрозрачного разряда определяется временем развития силовых неустойчивостей, которые порядка гидродинамического, поэтому оно увеличивается с ростом массы иона.

В настоящей работе ставилась задача проверки соотношений (1) и (2), т.е. измерение температуры плазмы и определение предельных разрядных токов.

Сильноточный самосжатый разряд в парах тяжелого элемента (серебра) создавался путем электрического взрыва серебряных проволочек. Для этого использовалась стандартная методика - проволочка являлась элементом разрядного контура, состоящего из накопителя энергии - батареи из 18 конденсаторов ИМ 50-3, коммутирующего элемента - разрядника высокого давления и разрядной камеры. Общая емкость разрядного контура равнялась 54 мкф, период разрядного тока при использованной конструкции разрядной камеры ~25 мксек. Разрядная камера представляла собой два плоских электрода диаметром 80 мм, между которыми помещалась взрываема проволочка длиной 50 мм. Electroды находились внутри кварцевой колбы длиной 120 мм и диаметром 100 мм, внутри которой создавался вакуум порядка 10^{-4} мм рт. ст. Батарея конденсаторов заряжалась до напряжений в 15, 20, 25 и 30 кв.

Измерение силы разрядного тока производилось обычным способом с помощью пояса Роговского. Проводилась регистрация излучения разряда. Излучение центральной части разряда с помощью кварцевого

ахромата с фокусным расстоянием 150 мм фокусировалось на входной щели кварцевого спектрографа ИСП-30. При этом коллиматор спектрографа был перезаполнен и яркость даваемого спектрографом изображения была пропорциональна яркости регистрируемого источника. Для



Р и с. 1. Временная развертка участка спектра излучения разряда в диапазоне длин волн от $\lambda = 3300$ Å до $\lambda = 3100$ Å и осциллограмма разрядного тока при взрыве серебряной проволоочки диаметром $\varnothing = 0,09$ мм и напряжении на батарее конденсаторов 30 кв.

осуществления временной развертки спектра использовался вращающийся диск с расположенными равномерно щелями. Расстояние между щелями было равно высоте входной щели спектрографа, а ширина щелей составляла 0,2 мм. В качестве спектра сравнения фотографировался спектр железа, а для абсолютной калибровки – развернутый во времени спектр эталонного источника типа ЭВ-45, излучение которого в области длин волн 2000–6000 Å соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой 39 000°K.

На рис. 1 представлен развернутый во времени участок спектра излучения разряда и осциллограмма разрядного тока. Синхронизация временной развертки

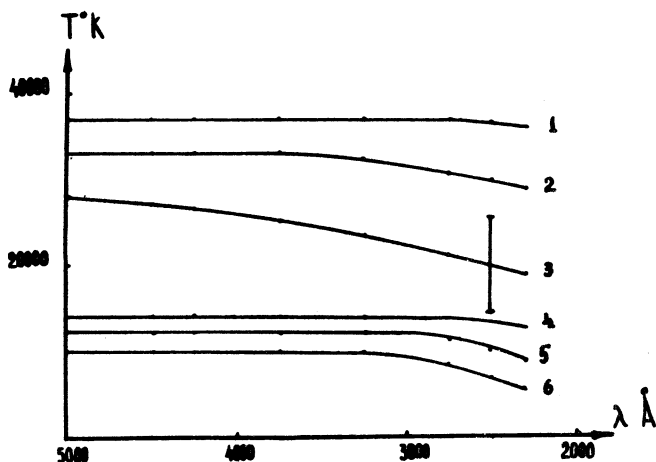
спектра и осциллограмм тока производилась путем отождествления максимума интенсивности сплошного спектра и максимума разрядного тока. Контрольные эксперименты, в которых отдельные участки спектра регистрировались с помощью ФЭУ, а также результаты других работ (например³) показывают высокую точность такого способа синхронизации.

Из приведенной спектрограммы видно, что излучение разряда состоит из интенсивного сплошного спектра и наложенного на него довольно сложного линейчатого спектра. Через промежутки времени, равные полупериоду тока разряда, интенсивность излучения достигает максимума, причем вблизи этих областей излучение является чисто непрерывным. Для этих отрезков времени определялась яркостная температура разряда T путем сравнения непрерывного спектра разряда со спектром эталонного источника. При этом погрешность измерения температуры определяется в основном шириной щели спектрографа и составляет около 30%.

На рис. 2 представлена зависимость яркостной температуры разряда от длины волны для различных моментов времени в течение 1-ого полупериода тока, полученная при взрыве серебряных проволочек диаметром 0,09 и 0,38 мм. Из этих графиков следует, что как для толстой, так и для тонкой проволочек для моментов времени, больших некоторого, яркостная температура не зависит от длины волны, т.е. существует некоторое критическое значение тока J_{\min} , выше которого разряд излучает как абсолютно черное тело. Для условий эксперимента, которым соответствуют зависимости рис. 2, эти значения тока оказываются равными соответственно ~ 140 ка и ~ 120 ка. Заметим, что несколько меньшие, но близкие значения минимального критического тока можно получить по результатам простого визуального фотометрирования.

Эксперименты показали, что величина J_{\min} в пределах ошибок, которые определяются в основном погреш-

ностями синхронизации и временным разрешением в спектрах и составляют около 50%, не зависит от начального напряжения на контуре, амплитуды тока и толщины проволоочки, а следовательно, полного числа частиц в разряде N_d . Это хорошо видно из таблицы



Р и с. 2. Зависимость яркостной температуры разряда от длины волны. Кривые 1, 2, 3 относятся к взрыву при напряжении 15 кв проволочки $\varnothing = 0,09 \text{ мм}$ (1 - $J = 165 \text{ ка}$, 2 - $J = 140 \text{ ка}$, 3 - $J = 80 \text{ ка}$), кривые 4, 5, 6 — проволочки $\varnothing = 0,38 \text{ мм}$ (4 - $J = 160 \text{ ка}$, 5 - $J = 140 \text{ ка}$, 6 - $J = 80 \text{ ка}$).

1, в которой в первой графе указан диаметр взрывае-
мой проволочки и, соответственно, полное число час-
тиц на единицу длины проволочки, во второй — ампли-
туда разрядного тока J , в первом полупериоде, а в
пятой — соответствующее значение J_{\min} . Здесь же
следует отметить, что, как показало визуальное фо-
тометрирование спектрограмм, полученных при взры-
ве вольфрамовых проволочек, найденное значение J_{\min}
не зависит также и от рода вещества, в котором про-
исходит разряд, разумеется, если не меняется меха-

низм излучения (поглощения) света. Это также полностью согласуется с соотношением (1).

Таблица 1

1	2	3	4	5	6	7
\varnothing проволочки, N_n (см ⁻³)	J_0 (ка)	T^0 (°К)	$T_{\text{теор}}^0$ (°К)	J_{min} (ка)	T_{min} (°К)	$T_{\text{теор}}^{\text{min}}$ (°К)
0,09 мм, $3,7 \cdot 10^{18}$	165	37 000	55 000	140	30 000	46 000
	210	42 000	78 000	120	34 000	40 000
	300	50 000	110 000	130	40 000	44 000
	380	60 000	160 000	140	34 000	46 000
0,38 мм, $6,5 \cdot 10^{19}$	160	14 000	85 00	120	-	-
	200	23 000	11 000	100	-	-

В таблице 1 также приведены значения измеренной в области черноты излучения яркостной температуры разряда. Соответствующие величины, относящиеся к моменту первого максимума тока и моменту, когда $J = J_{\text{min}}$, приведены в графах третьей и шестой. Из этих данных видно, что измеренная температура увеличивается с ростом силы разрядного тока и падает с увеличением диаметра проволочки, а следовательно, полного числа захваченных частиц. Качественно эти результаты полностью согласуются с предсказываемыми формулой (2).

Был произведен также количественный расчет температуры по формуле (2) в предположении о полном захвате в разряд атомов взрываеваемой проволоочки. При этом предварительно решалась цепочка уравнений Саха^{4,5} и строились графики зависимости среднего заряда иона Z от температуры, после чего найденная зависимость $Z(T)$ подставлялась в формулу (2). Рассчитанные таким образом значения температуры приведены в графах четвертой и седьмой таблицы 1. Видно, что хорошее количественное согласие наблюдается только в случае тонкой проволоочки и малых разрядных токов (особенно хорошо это видно для случая $J = J_{\min}$). С увеличением же разрядного тока теоретическое значение $T_{\text{теор}}$ начинает значительно превосходить экспериментальное и при токе 380 ка теоретическое значение превосходит экспериментальное уже почти в 3 раза. Такое положение может быть легко объяснено в полном качественном и полуколичественном согласии с результатами теории. Действительно, экспериментально измеренное значение температуры относится к поверхности разряда. В то же время при разрядном токе, равном $J_{\max} = 420$ ка, температура в разряде должна быть неоднородной в той же степени, что и плотность. Поэтому расчет $T_{\text{теор}}$, проведенный по формуле (2) при больших разрядных токах, вообще говоря, не справедлив и должен давать некоторое среднее по сечению разряда значение температуры, превосходящее значение температуры на поверхности плазменного шнура.

Теоретические значения температуры, рассчитанные для толстой проволоочки, оказались, наоборот, ниже соответствующих экспериментальных значений. По-видимому, это свидетельствует просто о неполной ионизации вещества толстой проволоочки, или даже не полном его испарении, когда в разряде участвует материал только поверхностного слоя проволоочки. В силу того, что при малых разрядных токах и на более ран-

них стадиях разряда эти эффекты должны быть более резко выражены, то расчет $T_{\text{теор}}^{\text{min}}$ не производился.

Из полученных в работе результатов можно сделать весьма существенный вывод о том, что для создания плазмы с однородной температурой, излучающей как абсолютно черное тело, в случае разряда в парах тяжелых элементов необходимо создание экспериментальных установок, работающих в режиме генератора тока. Сила разрядного тока при этом должна составлять 100–150 ка. Получение необходимого значения температуры излучения может быть достигнуто выбором необходимого (согласно формуле (2)) полного числа частиц, захваченных в разряд. Именно в этих условиях достигается максимальная эффективность черного излучателя.

Поступила в редакцию

9 апреля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Александров А. Ф., Рухадзе А. А., Тригер С. А., Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, 1969; Рухадзе А. А., Тригер С. А., ПМТФ, 3, 11 (1968); ЖЭТФ, 56, 1029 (1969).
2. Розанов В. Б., Рухадзе А. А. Обзорный доклад на IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, 1969; Препринт ФИАН № 132, 1969.
3. Клементов А. Д., Михайлов Г. В., Николаев Ф. А., Розанов В. Б., Свириденко Ю. П. Труды 11 Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Минск, 1968; ЖТФ (в печати)
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Наука, Москва, 1966.
5. Аллен К. У. Астрофизические величины. ИЛ, Москва, 1960.