

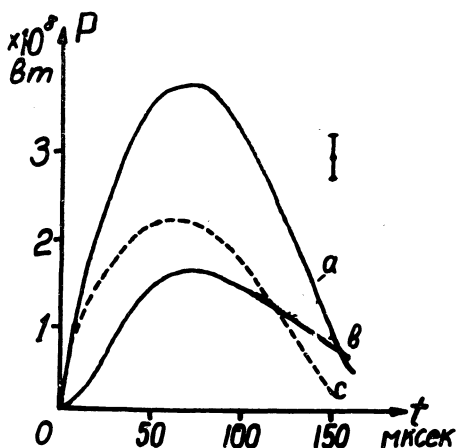
ПРОТЯЖЕННЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД В ПАРАХ ЛИТИЯ

А. А. Вехов, А. Д. Клементов, Ф. А. Николаев,
В. Б. Розанов, В. А. Рубцов, Ю. П. Свириденко

В типичной геометрии Z - пинча исследовался разряд в парах взрывааемой в вакууме литиевой проволочки. Разрядная камера - цилиндрическая, с кварцевыми стенками, внутренний диаметр 80 мм, расстояние между электродами 820 мм, диаметр проволочки 0,2 мм. Использовалась установка, аналогичная описанной в¹. Энергия, вкладываемая на единицу длины разряда, была несколько меньше, чем в работе¹; полная вводимая в разряд энергия составляла 39 и 60 кдж соответственно при начальных напряжениях 5 и 6 кв, емкость батареи 4200 мкф.

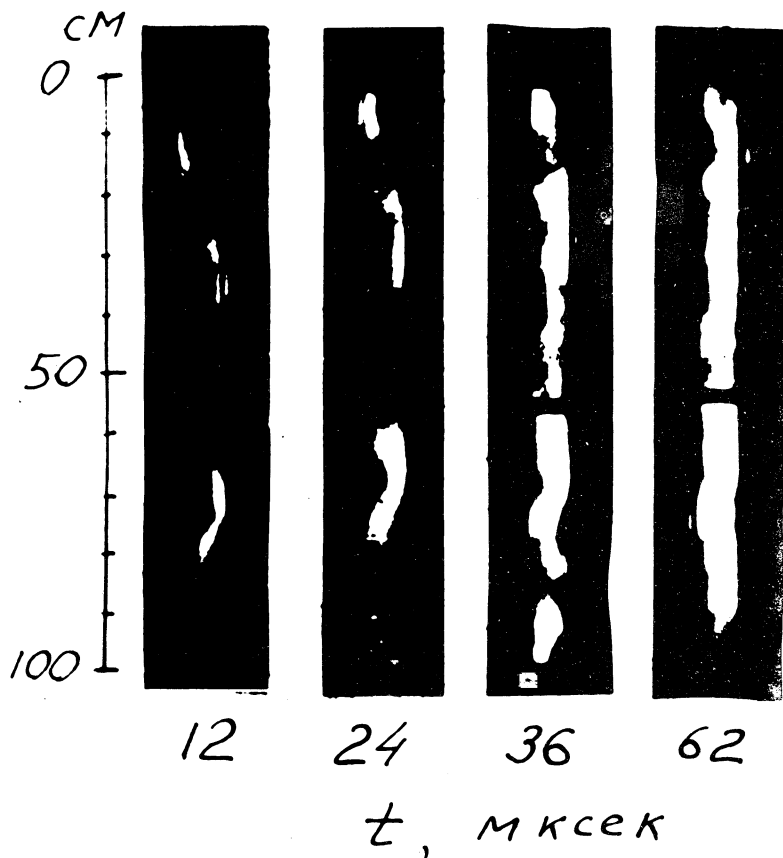
Измерение полного тока $J(t)$ и напряжения $U(t)$ производилось калиброванным поясом Роговского и компенсированным делителем. Максимальное значение тока - 175 и 230 ка в режимах 5 и 6 кв. Разряд согласованный, длительность токового импульса на $1/e$ высоты составляла 140 мксек. По осциллограммам $J(t)$ и $U(t)$ определены вводимая в разряд мощность (рис. 1) и активное сопротивление плазмы, равное $1,1 + 1,3 \cdot 10^{-2}$ ом в момент максимального тока. Активное сопротивление разряда увеличилось приблизительно в 3 раза по сравнению с¹, хотя длина разряда возросла более, чем в 6 раз. Размеры и скорость движения светящихся областей плазмы определялись по фотокадрам скоростной съемки, полученным на СФР-2М. Временной интервал между кадрами составлял 2 мксек. Фотографировался весь плазменный шнур (рис. 2).

На приводимых снимках отчетливо видна сильная неоднородность свечения разряда по его длине. Уже в первые 10 + 20 мксек вдоль разрядного шнура образуется несколько ярких областей. За 20–30 мксек до максимума тока становится виден весь плазменный шнур, представляющий собой вытянутую между элект-



Р и с. 1. Временная зависимость вводимой в разряд активной мощности $P_a(t)$ (кривая а), мощности излучения $P_{св}(t)$, высвечиваемой в области прозрачности кварца (кривая б) и мощности, поглощаемой в камере $P_a(t) - P_{св}(t)$ (кривая с). Режим – 60 кдж, литий.

родами спираль. Яркие области, образовавшиеся в начальной стадии разряда, становятся менее контрастными. Полное число витков спирали достигает 7 + 9, спираль довольно стабильна в течение разряда. Яркие участки спирали имеют близкое к круглому сечению с диаметром в момент максимума тока 4 + 5 см. Диаметр темных участков вдвое больше, в них отчетливо просматривается "облачная" структура. Скорость расширения ярких участков от 25 мксек до 70 мксек (момента максимума тока) равна $8 \cdot 10^4$ см сек⁻¹ (5кв) и



Р и с. 2. Покадровая съемка разряда в парах лития. Вводимая энергия 60 кдж. Время между кадрами 2 мсек, экспозиция 2 мсек. На снимках виден черный след от стяжки обратных проводов.

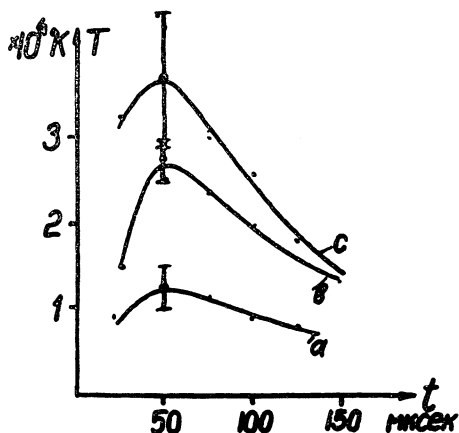
$8 \cdot 10^4$ см сек⁻¹ (6кв). К максимуму тока плазма заполняет весь объем камеры.

Спектральное распределение излучения разряда исследовалось с помощью фотоэлектрических приемников в четырех спектральных интервалах: 633 – 910, 405 – 560, 331 – 445 и 247 – 284 нм. Измерения проводились отдельно для ярких и темных участков плазмы, которые выделялись прямоугольной диафрагмой. Методика обработки осциллограмм не отличалась от описанной в¹, результаты определения яркостной температуры приведены на рис. 3, а поток излучения в спектральном интервале 633–910 нм – в таблице 1. Максимальная температура достигала 28000°К (6 кв) и 22000°К (5 кв). Для обоих режимов наблюдается различие в температуре ярких и темных участков в 1,5 – 2 раза в течение всего разряда (рис. 3). Энергия излучения в полосе пропускания кварца была стабильна от разряда к разряду и составляла примерно половину от вкладываемой в разряд энергии (см. табл.1).

Таблица 1

Запасенная энергия, кдж		52	72
Энергия, введенная в камеру, кдж		39	60
Энергия в полосе пропускания кварца, кдж		19	28
Энергия излучения, поглощенная в кварце, кдж		18	28
Энергия излучения в полосе 0,91 – 1,33 мкм, кдж	Li	3,5	5,3
	Cu, W	2,6	2,7

Мощность излучения, выходящего за кварцевую колбу, измерялась также пирозлектрическим (неселективным в области $185 + 1000$ нм) радиометром с временным разрешением 5 мксек (рис. 2). Сравнивались скорости нарастания вводимой и высвечиваемой мощности,



Р и с. 3. Изменение температуры во время разряда (60 кдж, литий). а – темные участки разряда; в – яркие участки; с – расчет по проводимости.

которые, как следует из рис. 2, в первые 25–30 мксек разряда заметно отличаются. Тот же результат получен при фотоэлектрических измерениях.

Особенности спектра излучения литиевой плазмы, оптически прозрачной в ультрафиолетовой и плотной в видимой области спектра¹, наиболее заметны при сравнении с разрядами в парах нещелочных металлов. Для этого в идентичных условиях взрывались проволочки из меди ($\varnothing 0,12$ мм) и вольфрама ($\varnothing 0,05$ мм). Выбранные диаметры соответствовали примерно одинаковому числу атомов в трех исследовавшихся проволочках. Различия в излучении разрядов в парах меди и вольфрама не наблюдалось, общее распределение

энергии излучения по спектру соответствовало излучению черного тела с температурой 1,1 - 1,2 эв. Электрические характеристики $J(t)$ и $U(t)$ были такими же, как при взрыве литиевой проволоочки.

Обсуждение

Наблюдаемые эффекты можно объяснить, если предположить, что исследовавшийся разряд имеет "цепную" структуру, т.е. состоит из последовательных участков с высоким и малым сопротивлением. В этом случае основная доля вкладываемой энергии выделяется яркими участками плазмы, ответственными за полное сопротивление плазменного шнура. Темные участки менее нагреты, но за счет большего сечения имеют меньшее сопротивление. Пропорциональный рост сопротивления разряда с увеличением длины в основном определяется протяженностью ярких участков плазмы. Это приводит к качественному согласию с¹. Действительно, например, при температуре плазмы 25000°К сопротивление разряда длиной 15 см равно $0,8 \cdot 10^{-2}$ ом ($t = 32$ мксек, $D = 5$ см)¹, сопротивление исследовавшегося разряда при том же значении тока составляет $1,4 \cdot 10^{-2}$ ом ($t = 100$ мксек, $D = 6,2$ см) при длине ярких участков 40 см, т.е. сопротивление на единицу длины разряда с учетом диаметра в обоих случаях одинаково. Величины максимума тока в данной работе и в¹ совпадают и равны 230 ка, соответствующие сопротивления и яркостные температуры равны $R = 0,8 \cdot 10^{-2}$ ом, $T = 22000^\circ\text{К}$ ¹, и $R = 1,2 \cdot 10^{-2}$ ом, $T = 26000^\circ\text{К}$ (рис. 3), откуда видно, что цепная структура сохраняется по крайней мере до максимума тока, о чем также свидетельствует различие в яркостной температуре ярких и темных участков плазмы (рис. 3).

Предположение о "цепной" структуре разряда подтверждается совпадением с измерениями значений плазменной температуры, рассчитанных по проводимости² ярких участков плазмы (рис. 3).

Появление ярких и темных участков с последующим выравниванием свечения плазмы по длине разряда можно объяснить одновременным испарением и ионизацией материала проволоочки. Соответствующий расчет энергии, необходимой на разогрев и ионизацию ярких и темных участков, приводит к согласию с данными по полной вводимой и высвеченной энергии (рис. 1).

Результаты измерений, сведенные в табл. 1, позволяют утверждать, что рост вводимой в разряд энергии в 1,5 раза не приводит к изменению распределения излучения по спектру, и вся вводимая в разряд энергия идет на излучение.

Изученный разряд можно использовать как высокоинтенсивный источник накачки для лазеров. Для примера в таблице приведен поток излучения в полосах поглощения неодимового лазера 1,2 - 2 эв. Яркостная температура разряда в парах лития в 1,5 + 2 раза выше, чем у ксеноновых ламп³.

Поступила в редакцию
14 июля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Д. Клементов, Г. В. Михайлов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко. Теплофизика высоких температур, 8, 736 (1970).
2. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. М., МИР, 1957 г.
3. А. Д. Клементов, Г. В. Михайлов. ЖПС 9, 756 (1968).