

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ  
СИЛЬНОТОЧНОГО САМОСЖАТОГО РАЗРЯДА  
В АТМОСФЕРЕ

А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе,  
В. И. Савоскин, И. Б. Тимофеев

В работах<sup>1</sup> (см. также<sup>2</sup>) предложена теоретическая модель сильноточного разряда в газе при высоких давлениях (порядка атмосферного и выше). При этом оказалось, что в условиях, когда: 1) плазма в разряде оптически непрозрачна, т.е. Росселандов пробег квантов  $l_p \ll R$  - радиуса разряда (области тепловой волны,  $p$  где происходит выделение энергии), 2) скорость фронта тепловой волны мала по сравнению со скоростью звука в тепловой области  $R^2 \ll v_s^2$ , 3) скинирование разрядного тока отсутствует, и, наконец, 4) давление магнитного поля тока пренебрежимо мало по сравнению с газокинетическим давлением, можно построить автомодельные решения уравнений гидродинамики с лучистой теплопроводностью в предположении степенного изменения разрядного тока со временем.

Для случая, когда ток изменяется по гармоническому закону (типичный случай, имеющий место в экспериментах с емкостными накопителями энергии), начальная стадия должна хорошо описываться линейным законом  $J = Ft$ . При этом для разряда в воздухе теория дает следующие формулы для  $R$  - радиуса тепловой волны (канала разряда),  $T$  - температуры и  $M_n$  - массы воздуха, захваченной в разряд (ка единицу его длины):

$$R = 1,9 \cdot 10^4 F^{0,33} t^{0,835} [\text{см}],$$

$$T = 1,05F^{0,34}t^{-0,033} [\text{эВ}] ,$$

$$M_n = 4 \cdot 10^{-6} F^{0,31} t^{-0,296} [\text{гсм}^{-1}] \quad (1)$$

Здесь  $F$  выражено в единицах  $10^{10}$  а/сек. Нетрудно показать далее, что для рассматриваемого случая указанные выше условия приводят к следующим ограничениям на интервал времени, внутри которого справедливы формулы (1):

$$\frac{3,5}{F^{1,17}} < t < \frac{17}{F^{1,05}} , \quad (2)$$

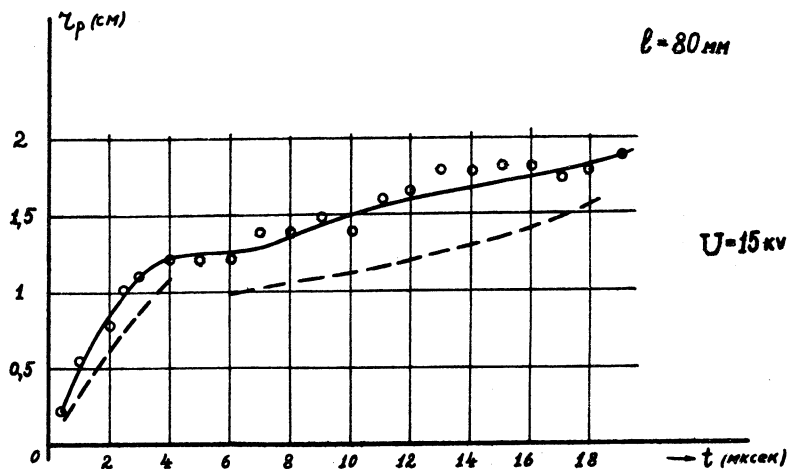
где  $t$  измеряется в микросекундах. Как ясно из выписанных неравенств, при больших  $F$  область применимости изложенной теории оказывается весьма узкой. Это показывает малую пригодность решений типа (1) для объяснения экспериментальных результатов, получаемых на быстрых разрядных батареях (с малым периодом тока и соответственно большим значением  $F$ ). В этой связи экспериментальные результаты, полученные в работе<sup>1</sup>, были интерпретированы с помощью соотношений (1) на временном интервале, превышающем как период разрядного тока, так и более короткий интервал, определяемый (2), с помощью аппроксимации временной зависимости тока в виде  $J(t) = J_{\text{эф}} = J_0/\sqrt{2} = \text{const}$ , где  $J_{\text{эф}}$  — эффективное значение переменного тока в разряде. Несмотря на полученное в<sup>1</sup> хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных таким образом величин, предложенный способ обработки экспериментальных результатов представляется недостаточно обоснованным в силу того, что при этом оказываются нарушенными большинство из положенных в основу автомодельного расчета предположений.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты, касающиеся зависимости температуры и радиуса быстрого разряда в воздухе, и предлагается иной метод их теоретической обработки.

Измерения проводились на установке, описанной в<sup>3</sup>, с несколько измененными параметрами. Период тока при разряде в атмосфере, инициированном взрывом между плоскими электродами серебряной проволочки диаметром 0,009 см и длиной 8 см, был равен 20 мксек. Амплитуда тока составляла 175 ка при зарядном напряжении 15 кв, соответственно  $F = 5,6 \cdot 10^{10}$  а/сек. Снимались вольтамперные характеристики разряда с помощью делителя напряжения и пояса Роговского, производилась сверхскоростная съемка разряда и регистрировался развернутый во времени спектр разряда. Из СФР-грамм определялась зависимость от времени радиуса светящегося канала разряда  $R$ , а по спектрограммам – температура в областях черноты излучения, которые лежали вблизи максимумов разрядного тока, аналогично тому, как это имело место при взрыве проволочки в вакууме (см.<sup>3</sup>). Вблизи минимумов тока на слабый непрерывный спектр был наложен более интенсивный дискретный спектр излучения, свидетельствующий об оптической прозрачности плазмы. Полученная таким образом зависимость  $R(t)$  представлена на рис.1 в виде сплошной кривой, из которой следует наличие стадии удержания вблизи первого максимума тока ( $t_1 \approx 5$  мксек). До этого момента канал разряда расширяется со значительной скоростью  $\approx 4 \cdot 10^5$  см/сек. В более поздние моменты времени  $t > t_1$  происходит его дальнейшее, практически монотонное расширение, но уже с гораздо меньшей скоростью  $\approx 5 \cdot 10^4$  см/сек. Температура разряда, определенная из спектрограмм в областях черноты, следует за изменением тока, т.е. достаточно сильно осциллирует. Полученные таким образом экспериментальные точки представлены на рис. 2 в виде кружков (точка на 15 мксек соответствует второму максимуму тока).

Описанный характер разряда позволяет предложить следующую картину его развития. В начальный момент времени процесс происходит согласно модели тепловой волны<sup>1,2</sup>. Затем, вблизи максимума тока давление

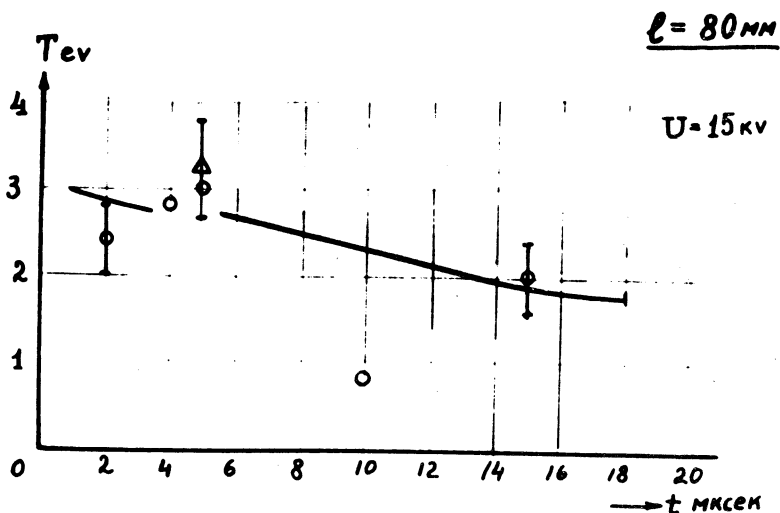
магнитного поля разрядного тока начинает уравнивать кинетическое давление плазмы. В этот момент происходит отрыв ударной волны от токового шнура, и она затухает. При этом следующая за ней волна



Р и с. 1. Зависимость радиуса шнура разряда, образованного взрывом серебряной проволочки длиной 80 мм, в воздухе при атмосферном давлении. Сплошная кривая - эксперимент, пунктирные кривые - теория.

разрежения понижает давление газа вокруг разрядного канала, и разряд приобретает характер вакуумного, описанного в работах<sup>4-5</sup>. При этом, однако, вакуумная стадия разряда не носит квазистационарного характера, поскольку в условиях нашего эксперимента характерное время изменения разрядного тока ( $T/4 \approx 5$  мксек) порядка гидродинамического ( $r_p/v_s \approx 5$  мксек). В этих условиях следует ожидать, что правильную картину разряда будет давать модель "высокочастотного" пинча, которую грубо можно описать выражениями для обычного вакуумного пинча<sup>4,5</sup>, в которых, однако  $J(t) = J_{\text{эф}}(t)$ . При таком характере разряда из фи-

зических соображений ясно, что излучение разряда должно в силу большого лучистого теплообмена определяться мгновенным значением разрядного тока, в то время как размер разрядного канала не должен успе-



Р и с. 2. Зависимость температуры в разряде от времени. Экспериментальные точки: о - результат спектроскопических измерений, Δ - значения, полученные по данным о проводимости. Сплошные кривые - теоретические.

вать существенно изменяться за время, когда ток мал и магнитного удержания нет. В результате величина  $R$  должна относительно слабо изменяться со временем и в первом приближении определяться значением  $J_{\infty}$ . Тогда зависимости  $R(t)$  и  $T(t)$  в этой стадии разряда будут определяться выражениями<sup>4</sup>:

$$T = 3,6 \cdot 10^{13} \frac{J_{\infty}^2}{(1 + Z)N_p} [^{\circ}\text{K}], \quad (3)$$

$$R = 8,15 \cdot 10^{-21} Z^{1/3} (1 + Z)^{11/6} \frac{N_p^{11/6}}{J_{\infty}^2} [\text{см}],$$

где  $Z$  - заряд иона,  $N_n$  - полное число частиц на единицу длины разряда.

Оценим теперь границы применимости автотельного решения для нашего случая. Из (2) следует, что они соответствуют интервалу времени приблизительно от 0,5 до 3 мксек. Построенные для этого временного интервала по формулам (1) теоретические кривые нанесены на рис. 1 штриховой, а на рис. 2 - сплошной линией. Видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений. Теоретические кривые для более поздних стадий разряда строились по формулам (3). При этом полное число частиц определялось двумя способами: либо из расчета по формуле (1) для  $M_n$  к моменту удержания ( $t_1$ ), либо исходя из уравнения баланса магнитного и гидродинамического давлений при известном значении температуры и радиуса разряда. Оба метода дали совпадающие результаты. Величина  $Z$  определялась исходя из данных о температуре согласно<sup>6</sup>. Видно, что построенные таким образом теоретические кривые также прекрасно согласуются с расчетными. На рис. 2 кроме того изображены значения температуры, определенной по данным о проводимости столба плазмы в максимуме тока, полученным из вольтамперных характеристик разряда. Видно полное согласование значений  $T$ , полученных различными методами. В заключение заметим, что использование соотношений (3) не является, вообще говоря, строго теоретически обоснованным. Вследствие этого представляется актуальным построение теории высокочастотного самосжатого разряда, что сейчас и предпринимается. Исследование такого разряда представляет несомненный интерес также и с другой точки зрения. А именно, он должен быть устойчив из-за хорошо известного эффекта высокочастотной (динамической) стабилизации разряда<sup>7</sup>.

Поступила в редакцию  
10 июня 1970 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. Б. Розанов, Ю. Ю. Стойлов. ЖТФ, 40, 516 (1970).
2. В. Б. Розанов, А. А. Рухадзе. Обзорный доклад на IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах. Бухарест, 1969.
3. А. Ф. Александров В. В. Зосимов, А. А. Рухадзе, В. И. Савоскин. Краткие сообщения по физике № 6, 58 (1970).
4. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, С. А. Тригер. Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах. стр. 379, Бухарест, 1969 г.
5. А. А. Рухадзе, С. А. Тригер. ПМТФ № 3, 11 (1968).
6. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах, "Машиностроение", Москва (1965).
7. Н. А. Бобырев, О. И. Федянин. ЖТФ, 32, 823 (1962); 33, 1187 (1963).