

# О МЕХАНИЗМЕ СЖАТИЯ ТОКА ПРИ БЫСТРОМ И МОЩНОМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ\*)

М. А. Леонтович, С. М. Осовец

Описывается механизм процессов, происходящих при сжатии тока под действием электродинамических сил.

В статье [1] излагаются результаты экспериментальных исследований мощных разрядов в газе при скоростях нарастания тока порядка  $10^{10}$ — $10^{11}$  а/сек. В процессе этих исследований были обнаружены некоторые явления, объяснению которых посвящена настоящая статья. Мы укажем простейшую схему, позволяющую очень грубо описать основные черты явлений и найти характеризующие их параметры. При этом мы исходим из того, что в этих явлениях основную роль играют магнитные силы, действующие на газ, по которому течет ток, а также механическая инерция газа. Влияние давления газа в процессе его сжатия сказывается только на стадии сильного его сжатия; в начальной же стадии процесса при наличии выраженного скин-эффекта, когда средняя часть газового столба слабо нагрета, газовое давление мало и играет подчиненную роль.

На существенное значение сил инерции при сжатии газа в указанных опытах указывает уже и тот экспериментальный факт, что максимальное сжатие газа может иметь место после максимума тока, когда сжимающая газовый шнур магнитная сила уже уменьшилась.

Чтобы разобраться в основных чертах процесса сжатия и выяснить основные параметры, характеризующие эту стадию разряда, воспользуемся следующей моделью.

Будем считать, что сжимающийся газ представляет собой цилиндр, и будем характеризовать его радиусом  $a$ , средним давлением газа  $\bar{p}$  и массой единицы его длины  $M$ .

Уравнение движения газа можно тогда написать в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{3} M \frac{da}{dt} \right) = -\frac{I^2}{ac^2} + 2\pi a \bar{p}. \quad (1)$$

Коэффициент  $\frac{1}{3}$  внесен здесь перед массой  $M$  для того, чтобы приближенно учесть то обстоятельство, что движущаяся масса газа не сосредоточена на радиусе  $a$ , а распределена по всему сечению. Такой коэффициент получается в том случае, если считать, что масса распределена по параболическому закону. Если же считать массу распределенной равномерно внутри газового столба, то коэффициент будет равен  $\frac{1}{4}$ , что не изменит

существенно результатов. Таким образом, здесь мы не рассматриваем явлений, связанных с распределением скорости, давления и плотности по сечению газа. Они будут рассмотрены отдельно. Заметим, что разбираемые здесь явления, характерные для быстрого сжатия газового тока, связаны с наличием скин-эффекта для распределения тока в газе. В этом можно убедиться, если сравнить направленную наружу силу давления газа с силой магнитного сжатия. Давление газа пропорционально его внутренней энергии,

\*) Работа выполнена в 1953 г.

которая в свою очередь до начала сжатия определяется Джоулевым теплом. Такая оценка отношения этих сил показывает, что по порядку величины отношение сжимающей силы к силе давления определяется отношением радиуса газового тока к толщине скин-слоя. Если поэтому на основной стадии сжатия пренебречь последним членом, учитывая давление газа, то уравнение движения имеет вид

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dt} \left( M \frac{da}{dt} \right) = - \frac{I^2}{ac^3}. \quad (2)$$

В тех случаях, когда зависимость тока от времени определяется внешним контуром, ток растет примерно пропорционально времени в течение значительной части четверти периода разряда, поэтому можно положить  $I = \dot{I}t$ .

При этом  $\dot{I}$  можно считать постоянной и равной  $\dot{I} = \frac{V_0}{L}$ , где  $V_0$  — начальное напряжение на конденсаторной батарее,  $L$  — самоиндукция контура и газового разряда (которую при указанном условии можно считать неизменной). Тогда уравнение движения (2) будет:

$$\frac{d}{dt} \left( M \frac{da}{dt} \right) = - \frac{3\dot{I}^2 t^2}{ac^2}. \quad (3)$$

Введем безразмерные переменные  $z, x$ :

$$t = t_1 z; \quad a = a_0 x.$$

В качестве масштаба радиуса тока мы выбираем, естественно, его начальное значение, равное радиусу трубы  $a_0$ , масштаб времени выберем так, чтобы уравнение (3) приняло наиболее простую форму; для этого положим:

$$t_1 = \frac{\left( \frac{1}{3} M \right)^{1/4} a_0^{1/2} c^{1/2}}{\dot{I}^{1/2}}.$$

При этом мы считаем массу постоянной. Тогда уравнение (3) напишется так:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = - \frac{z^2}{x},$$

а уравнение (1) примет вид

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = - \frac{z^2}{x} + \frac{\bar{p}}{p_1} x, \quad (4)$$

где  $p_1$  — масштаб давления, равный

$$p_1 = \frac{M}{3 \cdot 2\pi t_1^2}.$$

В момент  $t_1$  ток равен:

$$I_1 = \dot{I}t_1 = (\dot{I}a_0 c)^{1/2} \left( \frac{M}{3} \right)^{1/4},$$

а масштаб давления  $p_1$  связан с  $I_1$  равенством

$$p_1 = \frac{I_1^2}{2\pi a_0^2 c^2}.$$

Это та связь между средним давлением и током, которая соответствует равновесию сил давления и магнитных сил. Нужно иметь, конечно, в виду, что в нашем случае  $p_1$  не равно среднему давлению в момент  $t_1$  (хотя и близко к нему). Давление  $\bar{p}$  и ток будут связаны равенством  $\bar{p} = \frac{I^2}{2\pi a^2 c^2}$  только в моменты времени, для которых  $\frac{d^2 a}{dt^2} = 0$ .

Чтобы качественно представить ход сжатия газового токового шнура, при котором температура тяжелых частиц (ионов и нейтралов) повышается, было сделано простейшее предположение о том, что давление при сжатии меняется по адиабатическому закону:  $\bar{p}v^\gamma = p_0 v_0^\gamma$ ; полагая, что  $\gamma = 5/3$  (считаем, что сжимается одноатомный газ), и учитывая, что  $\frac{v}{v_0} = \left( \frac{a}{a_0} \right)^2$ , получаем  $\bar{p} = p_0 \left( \frac{a_0}{a} \right)^{4/3}$ . Подставив это выражение для  $\bar{p}$  в (4), имеем:

$$x \frac{d^2 x}{dz^2} = - z^2 + \frac{\alpha}{x^{4/3}}, \quad (5)$$

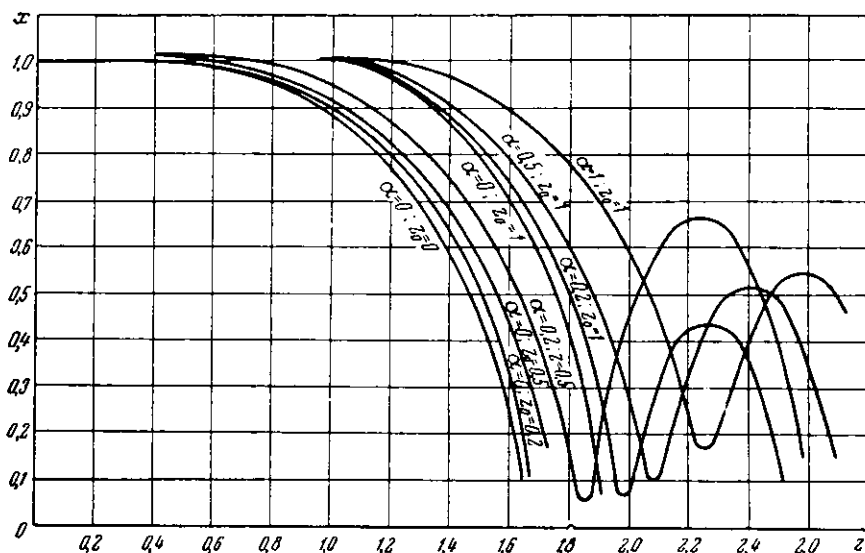
где  $\alpha = \frac{p_0}{p_1}$ .

Это уравнение было проинтегрировано численными методами при начальных условиях  $z = z_0$ ;  $x = 1$ ,  $\frac{dx}{dz} = 0$  для разных моментов начала сжатия  $z_0$  и разных значений параметра  $\alpha$ , характеризующего начальное давление.

На рисунке изображено семейство интегральных кривых, полученных этим путем. Из этого рисунка видно, что момент первого максимального сжатия мало зависит от

значений  $z_0$  и  $\alpha$ ; при этом значения  $z_{oc}$ , соответствующие этому сжатию, колеблются от 1,7 до 2,1. Этот момент первого максимального сжатия естественно отождествить с моментом первой особенности на кривой

В работе [1] приведены результаты экспериментальных измерений, которые сравнивались с полученными здесь выражениями. Достаточно близкое совпадение экспериментальных результатов с расчетными подтвер-



Зависимость радиуса плазменного шнура от времени (в безразмерных координатах).

тока, т. е. первого минимума на ней. Тогда для этого момента

$$t_{oc} = z_{oc} t_{oc} \simeq 1,8 t_1 \quad (6)$$

где

$$t_1 = \left( \frac{M}{3} \right)^{1/4} \left( \frac{ac}{I} \right)^{1/2} \quad (7)$$

или в практических единицах

$$t_1 = 0,05 a_0 (p_0 \mu)^{1/2} \dot{I}^{-1/2}. \quad (8)$$

Здесь  $t_1$ —время в секундах,  $a_0$ —в сантиметрах,  $p_0$ —давление в миллиметрах ртутного столба,  $\mu$ —молекулярный вес для холодного газа,  $\dot{I}$ —в амперах в секунду.

Следовательно, время «особенности»

$$t_{oc} = 0,09 a_0 (p_0 \mu)^{1/2} \dot{I}^{1/2} \quad (9)$$

и ток «особенности»

$$I_{oc} = 0,09 a_0 (p_0 \mu)^{1/2} \dot{I}^{1/2}. \quad (10)$$

ждает предлагаемую картину развития процесса. Следует отметить не только качественное согласие с экспериментом, но и, несмотря на введенные здесь грубые предположения, сравнительно хорошее количественное совпадение. Естественно, что согласие с экспериментом перестает быть справедливым, когда рост тока со временем становится нелинейным, что может иметь место как при значительном изменении самоиндукции контура в результате сильного сжатия газового шнура, так и в том случае, когда к моменту «особенности» энергия, запасенная в конденсаторной батарее, питающей разряд, существенно уменьшится.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филиппов, Атомная энергия, № 3, 76 (1956).