

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С БОЛЬШОЙ СИЛОЙ ТОКА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ\*)

*А. Л. Безбатченко, И. Н. Головин, Д. П. Иванов, В. Д. Кириллов,  
Н. А. Явлинский*

Исследовался газовый разряд в дейтерии при токах, достигавших 700 ка в продольном магнитном поле до 12 000 э. Определено влияние поля на развитие разряда и обнаружено увеличение магнитного поля внутри столба разряда. Дана оценка проводимости плазмы и коэффициента ионизации.

## 1. Введение

Газовый разряд с большой силой тока последнее время привлекает внимание исследователей в связи с поисками возможности возбуждения управляемых термоядерных реакций. В работах [1] и [2] исследованы процессы нагрева плазмы непосредственным ускорением ионов магнитным полем тока, протекающим через газ. Однако, как показано в этих работах, горячая плазма существует недолго, так как столб разряда быстро разваливается, плазма касается стенок и охлаждается.

Естественным являлось предположение, что продольное магнитное поле исключит неустойчивость плазменного столба или, во всяком случае, значительно замедлит процесс развала и последующего охлаждения плазмы.

В статье описаны исследования газового разряда в дейтерии при давлениях от 0,05 до 0,4 мм рт. ст. Изучались стадии разряда, протекавшие за время нарастания тока от нуля до максимума. Сила тока достигала 700 ка, напряженность продольного поля—12 000 э. Исследования велись при напряжен-

ности продольного поля, сопоставимой с напряженностью поля тока разряда.

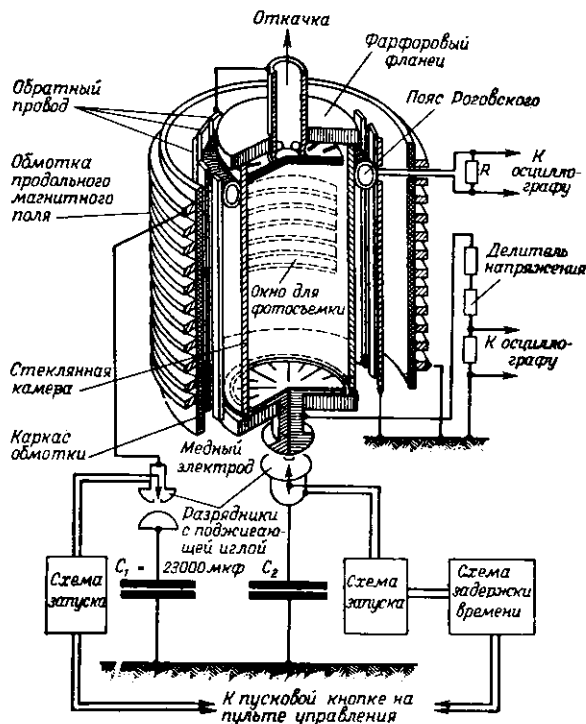


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

\*) Должено на семинаре Лаборатории электроники Королевского технического училища в Стокгольме 2 сентября 1956 г.

## 2. Описание установки

Исследование газового разряда проводилось на импульсной установке, схема которой представлена на рис. 1. Разрядная камера длиной 65—70 см, выполненная в виде стеклянной или, в некоторых случаях, фар-

ная батарея заряжена до разности потенциалов 2 кВ.

В момент перехода магнитного поля катушки через максимум происходит разряд конденсаторной батареи  $C_2$  через газоразрядную камеру. Частота колебаний контура, состоящего из батареи  $C_2$ , токоподводящих

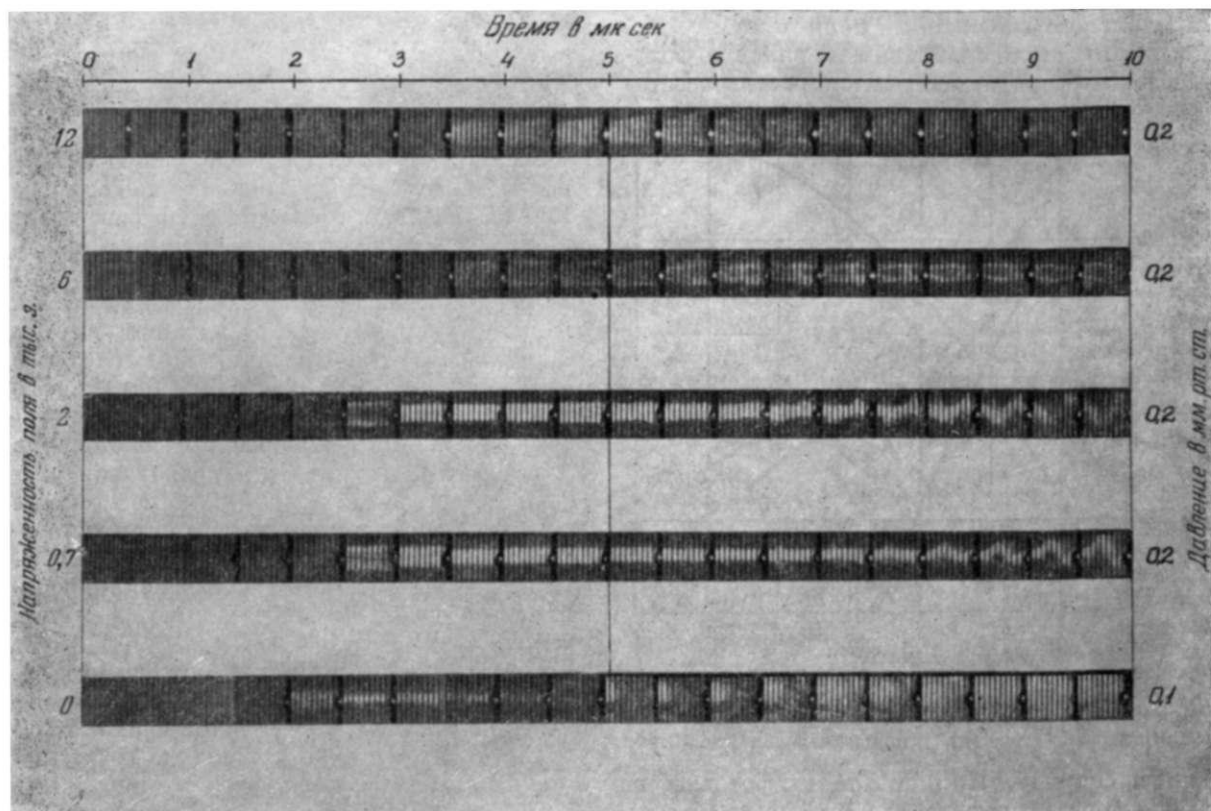


Рис. 2. Скоростные фотоснимки газового разряда.

Темные линии поперек разряда—тень от витков катушки, создающей продольное магнитное поле.

форовой трубы диаметром 18—20 см с плоскими медными электродами на торцах, помещена внутри катушки диаметром 36 см. Зазоры между витками обмотки позволяют наблюдать свечение разряда.

Конденсаторная батарея  $C_1 = 23\,000$  мкф, разряжаясь через шаровой разрядник на катушку, создает в контуре затухающие электрические колебания с частотой 73 гц. Продольное магнитное поле катушки достаточно однородно в объеме, занимаемом разрядной камерой, и напряженность его в первом полупериоде достигает 12 000 э, когда конденсатор-

шин и разрядной камеры, высока, и по отношению к ней продольное магнитное поле можно считать постоянным. Для применявшихся в опытах емкостей  $C_2$ , равных 30 мкф и 180 мкф, частота соответственно равна 43 кгц и 17 кгц, а максимальный ток через газоразрядную камеру—330 ка и 700 ка при зарядке конденсаторов до разности потенциалов 40 кВ. Шаровые разрядники в цепи конденсаторных батарей  $C_1$  и  $C_2$  имеют поджигающие устройства, управляемые тиратронными схемами. Импульс, запускающий батарею  $C_2$ , сдвигается относительно

импульса, управляющего батареей  $C_1$ , при помощи электронной схемы с переменной временной задержкой.

### 3. Методы и результаты измерений

В наших опытах одновременно измерялись ток разряда, напряжение между электродами, радиус столба разряда и среднее значение продольного магнитного поля в нем.

Радиус столба разряда измерялся по фотографиям разряда, снятым скоростным фоторегиистратором со скоростью съемки  $2 \cdot 10^6$  кад-

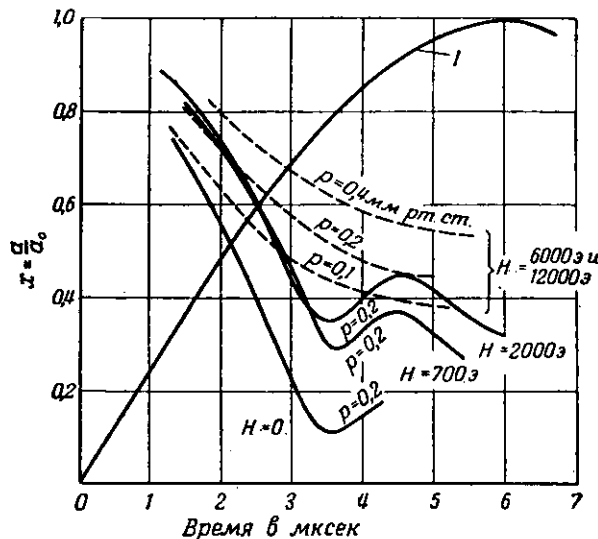


Рис. 3. Зависимость радиуса столба разряда в дейтерии от времени, полученная по скоростным фотоснимкам типа снимков, приведенных на рис. 2.

ров в секунду. Примеры таких фотографий приведены на рис. 2. На рис. 3 построена зависимость радиуса столба разряда от времени для разных режимов разряда. Радиус определялся измерением ширины светящейся области на фотографиях рис. 2, начиная с первого снимка и до снимка, где столб теряет цилиндрическую симметрию.

Определение величины радиуса по снимкам возможно только через 1,5–2 мксек после начала разряда, так как на начальной стадии разряда интенсивность свечения мала. Экстраполяция кривых, приведенных на рис. 3, к нулю дает удовлетворительное совпадение начального радиуса столба  $a_0$  с внутренним радиусом разрядной камеры. В дальнейшем предполагается, что измеряемый таким способом радиус светящейся области разряда совпадает с радиусом обла-

сти, по которой течет ток. Сжатие существенно замедляется при увеличении напряженности магнитного поля до 6000 э. Дальнейшее увеличение поля мало сказывается на сжатии столба газового разряда.

В работах [1] и [2] показано, что при отсутствии продольного магнитного поля время существования устойчивого столба разряда мало и связано со скоростью инерционного движения ионизированного газа от стенки газоразрядной камеры к ее центру. Мы обнаружили, что при напряженности продольного поля в несколько тысяч эрстед развал плазменного столба наступает позднее.

Действительно, без внешнего магнитного поля после первого сжатия столб совершает одно-два радиальных колебания с очень малой амплитудой, после чего его границы быстро размываются и из-за свечения стенок не видно больше, что происходит внутри разрядной камеры. При наличии магнитного поля, например, в 700 и 2000 э (см. рис. 3) столб совершает полное радиальное колебание и, сохраняя резкие границы, постепенно искривляется. После соприкосновения разряда со стенками в одной или нескольких точках свечение их быстро распространяется по всей поверхности разрядной камеры. (В спектре свечения разряда при соприкосновении его со стенками появляются линии кремния.)

Рассматривая рис. 3, легко убедиться, что средняя скорость сжатия столба уменьшена продольным полем, например, в 700 э только в 1,3 раза по сравнению со скоростью сжатия без поля, в то время как на рис. 2 мы видим, что время существования резко очерченного столба увеличилось вдвое.

Ток разряда измерялся поясом Роговского, замкнутым на сопротивление  $R$  ( $R \ll \omega L$ , где  $\omega$  — частота контура разряда,  $L$  — индуктивность пояса). Напряжение на сопротивлении  $R$ , пропорциональное току, охватываемому поясом, регистрировалось одним лучом импульсного двухлучевого электронного осциллографа ОК-17.

Синусоидальная зависимость тока от времени задается контуром, волновое сопротивление которого больше сопротивления столба газового разряда.

Часть напряжения между электродами подавалась через низкоомный делитель, показанный на рис. 1, на пластины, управляющие

вторым лучом того же осциллографа. Примеры осциллограмм тока и напряжения приведены на рис. 4.

Пик на осциллограмме напряжения при  $H_0 = 0$  объясняется тем, что при быстром сжа-

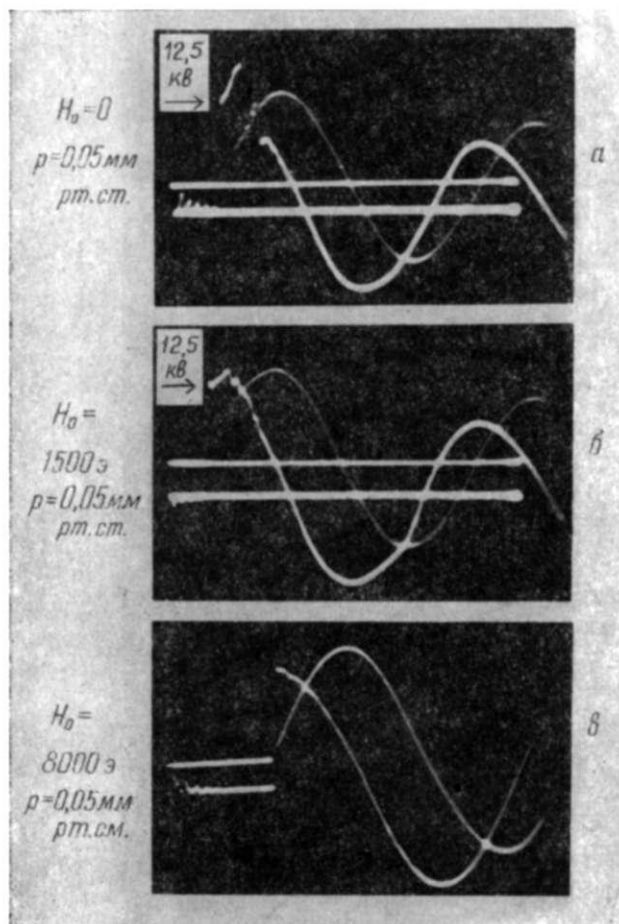


Рис. 4. Осциллограммы напряжения на электродах и тока разряда.

$f = 43$  кГц;  $I_{\text{макс}} = 250$  кА. Напряжение записывается нижним лучом, стрелки на рис. а и б указывают начальное напряжение на электродах.

тии разрядного столба появляется дополнительная индуктивная составляющая напряжения на электродах  $V = 2 \frac{a}{l} I$ , где  $a$  — радиус столба,  $l$  — расстояние между электродами и  $I$  — сила тока в разряде. По мере увеличения магнитного поля сжатие столба замедляется, дополнительная индуктивная составляющая уменьшается и напряжение принимает плавный косинусоидальный ход.

При сжатии столба разряда магнитное поле увлекается плазмой. Продольное поле внутри столба при этом возрастает, а снаружи несколько уменьшается (рис. 5). При этом общий магнитный поток внутри катушки остается постоянным, так как для частоты разрядного контура катушка, создающая продольное магнитное поле, практически накоротко замкнута питающей ее батареей конденсаторов. Увеличение магнитного потока внутри витка, наводящее в нем электродвижущую силу  $\mathcal{E}$ , равно уменьшению потока снаружи;

$$\pi a^2 \Delta \bar{H}_i - \pi (\rho^2 - a^2) \Delta H_e = \int_0^t \mathcal{E} dt = \pi (b^2 - \rho^2) \Delta H_e, \quad (3.1)$$

где  $\Delta \bar{H}_i = \bar{H}_i - H_0$  — среднее по сечению увеличение поля внутри столба разряда;  $\Delta H_e = H_0 - H_e$  — уменьшение поля вне столба;  $a$  — радиус столба разряда;  $\rho$  — радиус измерительного витка;  $b$  — радиус катушки;  $t$  — время от начала разряда;

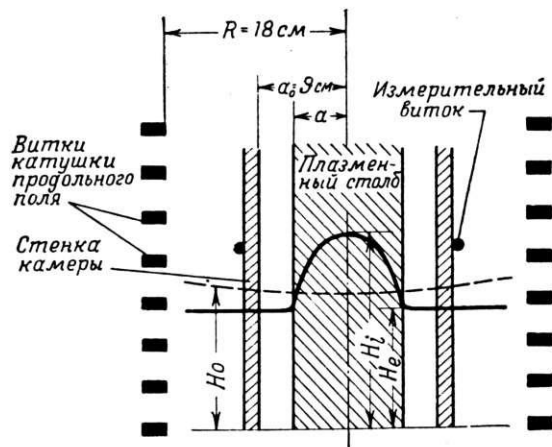


Рис. 5. Перераспределение продольного магнитного поля во время разряда.

$H_0$  — продольное поле до разряда;  $\bar{H}_i$  и  $H_e$  — соответственно значения продольного поля внутри и вне столба разряда.

Измерение перераспределения продольного магнитного поля во время разряда производилось витком, расположенным, как указано на рис. 6 (стр. 30).

Напряжение, наводимое на витке, подавалось согласованным коаксиальным кабелем прямо или через делитель из сопротивлений на пластины осциллографа. Одно-

временно вторым лучом записывался ток разряда. Примеры осциллограмм напряжения на витке приведены на рис. 7 и 8.

Из скоростных фотографий (рис. 2) видно, что в течение 5—6 мксек столб разряда сохраняет правильную цилиндрическую форму. На осциллограммах (рис. 7 и 8) этому периоду соответствуют плавные кривые, показывающие нарастание продольного поля внутри столба разряда при  $H_0 \neq 0$  и отсутствие электродвижущей силы на витке при  $H_0 = 0$ .

После 6 мксек на снимках видны искривления столба, а на осциллограммах напряжения на витке—связанные с ними неупорядоченные колебания. Для определения потока продольного поля, увлекаемого сжимающимся столбом разряда, производилось графическое интегрирование осциллограмм напряжения на витке на участке, для которого известен радиус столба  $a$ .

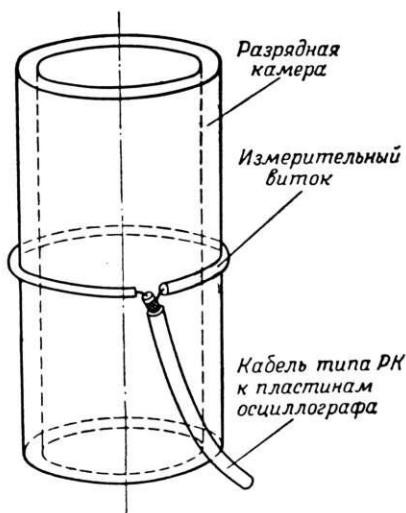


Рис. 6. Расположение на камере витка, измеряющего перераспределение продольного поля во время разряда.

Как видно из формулы (3. 1), зная  $\int \mathcal{E} dt$ , можно определить не только  $\Delta H_e$ , но и  $\Delta \bar{H}_i$  и, следовательно, поток внутри столба  $\Phi_i = \pi a^2 \bar{H}_i$  в любой момент времени.

На рис. 9 пунктирные кривые дают измеренную зависимость  $\Phi_i/\Phi_0$  от времени ( $\Phi_0 = \pi a_0^2 H_0$ ). Сплошные кривые получены из расчета, сделанного в предположении, что  $\bar{H}_i^2 - H_e^2 = H_\varphi^2$ , где  $H_\varphi$ —собственное поле тока разряда на поверхности столба разряда,

а  $\bar{H}_i^2$ —среднее значение продольного поля по сечению разряда. Совпадение кривых показывает, что давление газа мало по сравнению с магнитным.

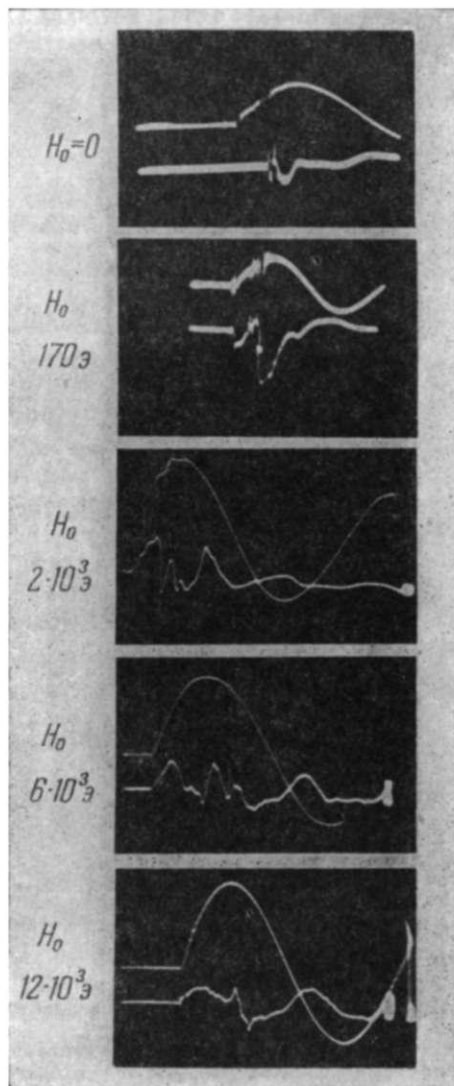


Рис. 7. Осциллограммы тока разряда и напряжения на витке, измеряющем изменения продольного магнитного поля во время разряда.

$f = 43$  кГц;  $p = 0,1$  мм рт. ст.;  $I_{\text{макс}} = 300$  ка. Нижний луч записывает напряжение на витке.

Уменьшение  $\Phi_i/\Phi_0$  с уменьшением радиуса свидетельствует об относительно невысокой проводимости плазмы в течение первых трех микросекунд, так как значительная часть потока  $\Phi_0$  (в некоторых режимах более половины) в процессе сжатия

столба вытекает из него. На пятой и шестой микросекундах, как видно из рис. 9, вытекание продольного поля из столба разряда практически прекращается.

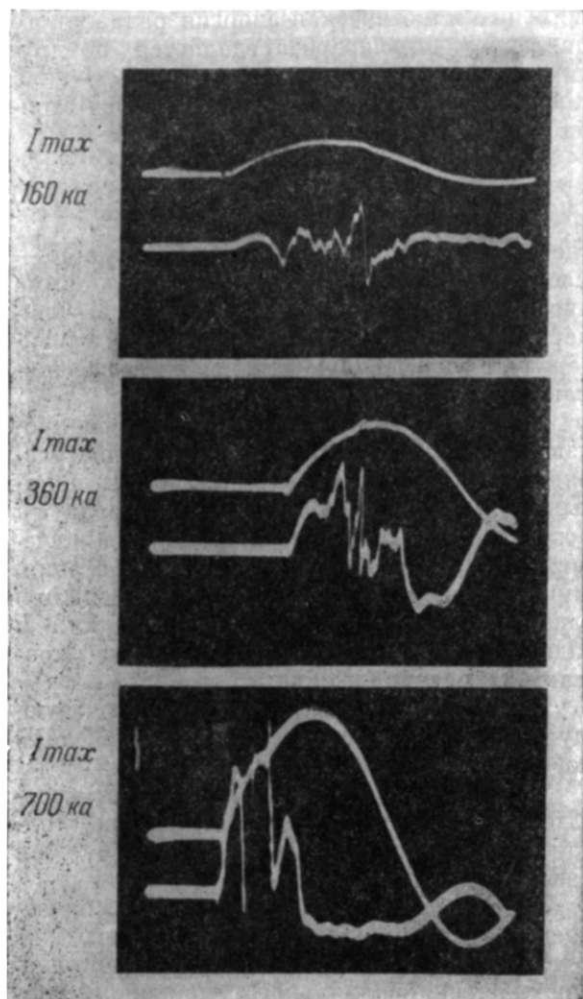


Рис. 8. Осциллограммы напряжения на витке при разных значениях максимального тока.  
 $f=17$  кГц;  $p=0,1$  мм рт. ст. и  $H_0=4000$  э.

Для иллюстрации того, насколько изменение во времени всех измеряемых нами величин соответствует сжатию, наблюдаемому на скоростных фотоснимках, на рис. 10 приведены зависимости от времени радиуса столба разряда  $a$ , напряжения на витке  $\mathcal{E}$ , тока разряда  $I$  и напряжения между электродами  $V$ . Все кривые сняты при давлении  $p=0,2$  мм рт. ст. и  $H_0=2000$  э. Моменту пер-

вого наибольшего сжатия столба соответствует переход через нуль напряжения на витке. Рост тока разряда к этому моменту замедляется, а напряжение между электродами достигает наибольшей величины. При расши-

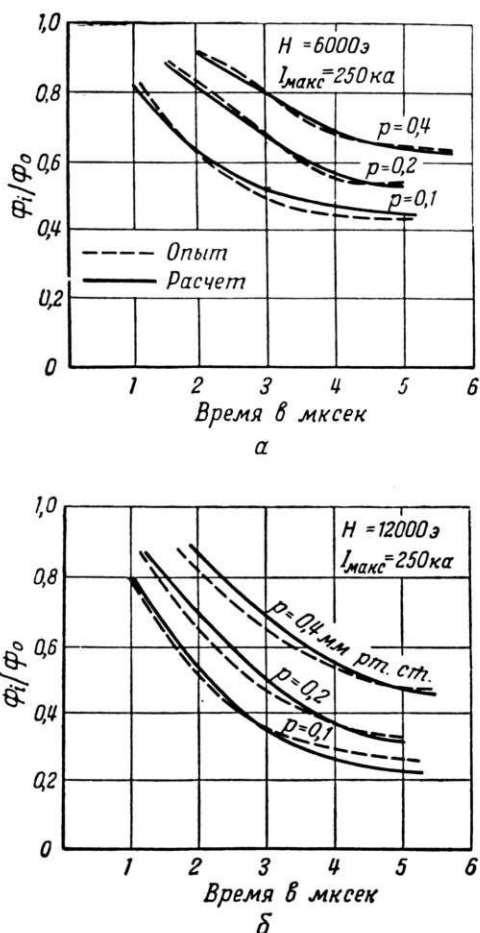


Рис. 9. Изменение во времени отношения магнитного потока, оставшегося внутри столба  $\Phi_i$ , к его первоначальной величине  $\Phi_0=\pi a_0^2 H_0$ .

рении столба напряжение витка меняет знак, ток разряда относительно быстро возрастает, напряжение между электродами падает.

#### 4. Радиальные движения в столбе разряда

Полное теоретическое исследование состояния плазмы во время разряда очень сложно. Поэтому приходится раздельно рассматривать газодинамику сжатия столба разряда и кинетические процессы в нем (ионизацию, рассеяние, перезарядку и пр.).

Рассмотрим динамику сжатия плазменного столба.

На снимках, приведенных на рис. 2, видно, что при всех значениях продольного поля

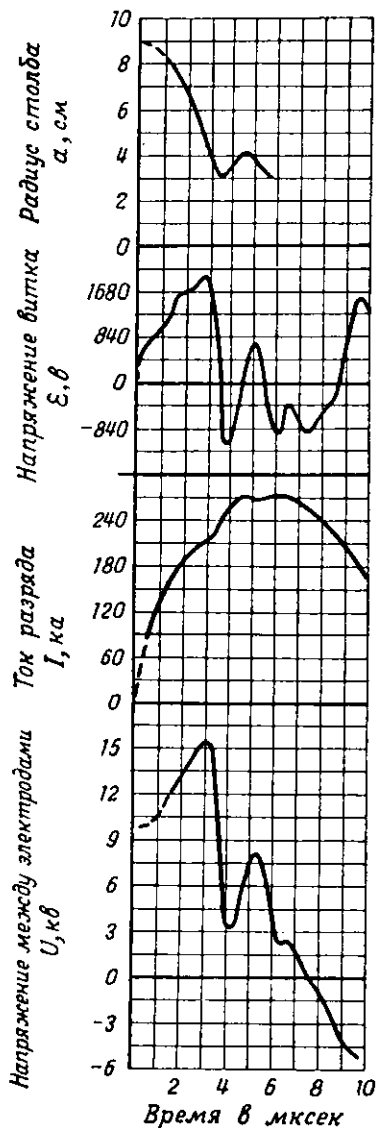


Рис. 10. Зависимость от времени радиуса столба разряда, напряжения на витке, тока разряда и напряжения между электродами при продольном поле 2000 э.

в течение первых пяти-шести микросекунд столб разряда сжимается, оставаясь однородным по длине. Области разряда, близкие к электродам, на снимках не видны, и в этой статье мы их рассматривать не будем. Поэтому

при описании начальной стадии разряда будем считать, что все величины, характеризующие разряд, являются функциями только расстояния от оси разряда. Пренебрежем также внутренним трением, т. е. предположим, что кинетическая энергия радиального движения не перераспределяется по другим степеням свободы.

При сделанных оговорках сжатие столба плазмы описывается уравнением

$$Mna \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{d}{dr} (nT) + \frac{1}{c} [jH]; \quad (4.1)$$

где  $j$ —плотность тока в столбе разряда;  $M$ —масса иона, равная массе атома;  $n$ —сумма чисел атомов и ионов в  $1 \text{ см}^3$  плазмы;  $T$ —температура плазмы в целом. Величина  $\alpha$  характеризует увлечение нейтрального газа сжимающейся плазмой.

Уравнение (4.1) описывает движение произвольной точки плазмы внутри столба разряда. Скоростные фотоснимки (рис. 2) показывают, как изменяется со временем радиус  $a$  поверхности столба разряда. Для получения из (4.1) дифференциального уравнения, определяющего зависимость  $a$  от времени при заданном законе изменения полного тока и заданном продольном поле, сделаем упрощающие предположения:

- 1) будем считать массу столба, участвующую в движении, равномерно распределенной по сечению и постоянной во времени;
- 2) предположим, что скорость, а следовательно, и ускорение точек внутри столба пропорциональны расстоянию от оси разряда;
- 3) пренебрежем давлением  $nT$  по сравнению с электродинамическими силами.

В приложении получено дифференциальное уравнение радиального движения в столбе разряда в безразмерных координатах

$$\ddot{x} - \left(\frac{t_{oc}}{t_m}\right)^2 \left[ \frac{1}{x^2} - x^2 \left( \frac{b_1^2 - 1}{b_1^2 - x^2} \right)^2 \right] + \frac{\sin^2 \omega_0}{\omega_0^2} = 0. \quad (4.2)$$

Это уравнение для заданных параметров  $t_{oc}$ ,  $t_m$ ,  $b_1$  и  $\omega_0$  может быть численно проинтегрировано. Результаты интегрирования для двух характерных случаев приведены на рис. 11\*) (сплошные линии). На этих же ри-

\*) Интегрирование на электронной машине ЦЭМ-1 выполнено Г. А. Михайловым.

сунках представлены результаты измерения радиуса столба по скоростным фотоснимкам. Мы видим, что для поля  $H=2000$  э (рис. 11, а) вычисленная кривая проходит близко к экспериментальным точкам, в то время как для поля в 6000 э (рис. 11, б) расчетная кривая проходит гораздо выше экспериментальных точек.

Как показали измерения при помощи вилка (см. § 3), поток продольного поля не сохраняется в столбе, а частично из него вытекает. Строгое решение задачи с учетом вытекания поля из столба сложно и при небольшой точности наших измерений и многочисленных упрощениях, принятых при составлении уравнения (4.2), не имеет смысла. Поэтому для вычисления радиальных колебаний мы учтем вытекание лишь тем, что введем коэффициент  $\beta^2(x) < 1$  такой, что

$$\overline{H_z^2} = H_0^2 \frac{\beta^2}{x^4}. \quad (4.3)$$

До шестой микросекунды при полях 6000 и 12 000 э, как показывают кривые

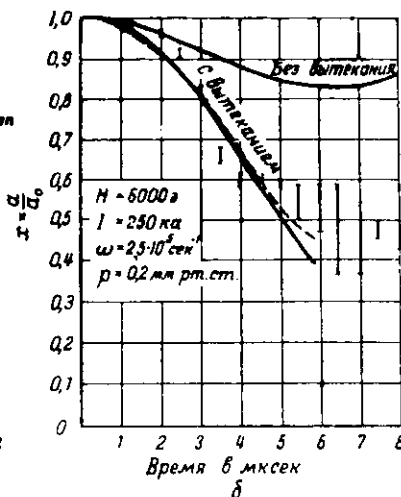
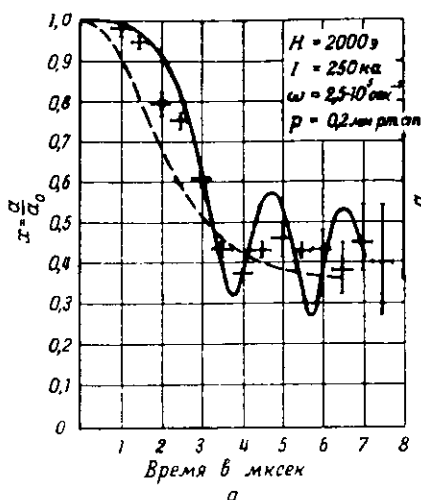


Рис. 11. Изменение радиуса столба разряда во времени при продольном поле 2000 э (а) и 6000 э (б).

Сплошные кривые вычислены по уравнениям (4.2) и (4.5). Пунктирные кривые получены в предположении, что масса столба разряда равна нулю, т. е. имеется равновесие магнитных натяжений ( $H_z^2 - H_\phi^2 = H_\phi^2$ ) на поверхности столба разряда.

рис. 9, поток в столбе с достаточной точностью пропорционален его радиусу, т. е.

$$\beta^2(x) = x^2. \quad (4.4)$$

Подставив (4.3), (4.4) и (П.8) в (П.3)\*, получаем уравнение радиального движения

\* Буквой «П» отмечены формулы приложения.

столба с учетом вытекания продольного поля:

$$x \ddot{x} - \left( \frac{t_{oc}}{t_n} \right)^2 \left[ \frac{\beta^2}{x^2} - x^2 \left( \frac{\beta^2 - \beta}{\beta^2 - x^2} \right)^2 \right] + \frac{\sin^2 \omega_0 \tau}{\omega_0^2} = 0. \quad (4.5)$$

Результаты интегрирования уравнения (4.5) приведены на рис. 11.

Хотя в (4.2) и (4.5) давление газа не учитывается, видно, что за первые четыре микросекунды экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на вычисленные кривые. Это показывает, что основные факторы, определяющие процесс сжатия, учитываются правильно. Нагрев плазмы, по-видимому, настолько мал, что не вызывает значительного рас-

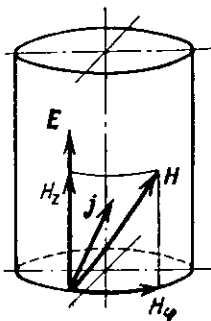


Рис. 12. Направление тока в столбе разряда при азисотропной проводимости.

хождения между опытом и расчетом. Из оценки следует, что средняя температура плазмы не может быть более 15–20 эв.

## 5. О проводимости плазмы

Увеличение продольного магнитного поля внутри столба разряда может быть вызвано не только увлечением поля сжимающейся плазмой. Теоретические исследования показывают, что если время свободного пробега электрона зависит от скорости его движения, то стационарная проводимость плазмы вдоль и поперек магнитного поля различна. Расчеты, проведенные для кулоновского рассеяния [3], дают

проводимость поперек поля, вдвое меньшую, чем вдоль него. В столбе разряда собственное магнитное поле складывается с продольным внешним полем, в результате чего магнитные силовые линии имеют форму цилиндрических спиралей. Вследствие анизотропии проводимости ток направлен не

параллельно оси, а закручивается, как указано на рис. 12, и дает продольную составляющую магнитного поля, всегда увеличивающую начальное поле. Величина этого эффекта зависит от отношения  $H_\varphi/H_z$ . При малых продольных полях  $H_z < H_\varphi$  эффект может оказаться значительным, что и наблюдается на опыте.

Обсудим этот вопрос несколько подробнее.

Если столб, сжимаясь до малого радиуса, захватывает все продольное поле, заполнявшее разрядную камеру до разряда, то вследствие сохранения всего потока продольного поля в катушке бывший снаружи разрядной камеры поток распространяется почти на всю площадь катушки. При этом ослабление внешнего поля

$$\Delta H_e = H_0 \frac{a_0^2 - a^2}{R^2 - a^2} \approx H_0 \frac{a_0^2}{R^2}, \text{ если } a \ll a_0.$$

Таким образом, интеграл от электродвижущей силы  $\int_0^t \mathcal{E} dt$ , регистрируемый витком, не может быть больше чем

$$\pi (R^2 - b^2) \Delta H_e = \pi H_0 (R^2 - b^2) \frac{a_0^2}{R^2}.$$

При неполном захвате увеличение потока внутри витка и соответственно  $\int \mathcal{E} dt$  будут меньше.

Однако полученное из опытов с продольным полем в 100 э значение интеграла более чем в два раза превышает указанную величину. Это означает, что поток не только не вытекает из столба, но даже возрастает в нем. Наблюдаемый эффект лежит далеко за пределами погрешности измерений. Он мог бы быть объяснен винтообразным искривлением столба. Но ни на одном снимке мы не наблюдали искривления столба за первые три микросекунды. Между тем величина интеграла напряжения на витке больше возможной за счет захвата поля наблюдается уже в этот начальный интервал времени. Поэтому наиболее вероятно, что наблюдаемое увеличение потока продольного поля в столбе разряда при малых начальных полях обусловлено анизотропией проводимости плазмы в магнитном поле.

Обратимся теперь к оценке величины проводимости. Определив экспериментально вытекание магнитного поля из сжимающегося столба, можно оценить проводимость плаз-

мы. Чтобы не усложнять вычислений, мы ограничимся оценкой проводимости плазмы разряда в сильном магнитном поле ( $H_0 > 3000$  э), пренебрегая анизотропией проводимости. В этом случае изменение продольного магнитного потока внутри столба  $d\Phi_i/dt$  связано с проводимостью  $\sigma$  соотношением

$$\frac{d\Phi_i}{dt} = \frac{ac^2}{2\sigma} \left( \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)_{r=a}, \quad (5.1)$$

которое получается из уравнений Максвелла. Для вычисления проводимости по формуле (5.1) нужно знать не только скорость вытекания поля из столба, но и распределение продольного поля по его сечению\*).

В качестве первого приближения при небольшой проводимости можно принять параболическое распределение поля внутри столба, например:

$$H_i = H_e \left[ 1 + A \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \right]. \quad (5.2)$$

Параметр  $A$  легко определяется, если известно среднее поле в столбе и поле вне его, так как

$$\bar{H}_i = H_e \left( 1 + \frac{A}{2} \right).$$

В случае сохранения магнитного потока в катушке с радиусом  $R$

$$A = \frac{2R^2 (H_0 - H_e)}{a^2 H_e}. \quad (5.3)$$

При таком распределении поля

$$\left( \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)_{r=a} = - \frac{2AH_e}{a}. \quad (5.4)$$

Подставив (5.3) и (5.4) в (5.1), получаем:

$$\sigma = 2c^2 \frac{R^2}{a^2} \frac{H_0 - H_e}{\frac{d\Phi_i}{dt}};$$

$H_0 - H_e$  измеряется витком,  $a$  — по фотографиям, а  $\frac{d\Phi_i}{dt}$  можно взять из кривых рис. 9.

Рассчитанная таким способом проводимость при разных режимах разряда приведена на рис. 13. При полученных значениях  $\sigma$  глубина проникновения тока  $j_\varphi$ , поддерживающего продольный магнитный поток, должна быть мала вследствие скин-эффекта. Распределение продольного поля будет при этом более

\* В. Д. Шафранов предложил метод расчета распределения поля по сечению и принимал участие в обсуждении полученных результатов.

равномерным внутри столба и более крутым у его границ, чем даваемое формулой (5.2). Поэтому  $\left(\frac{\partial H_z}{\partial r}\right)_{r=a}$ , а следовательно, и значения  $\sigma$  будут больше, чем приведенные на рис. 13. Однако значения  $\sigma$ , вычисленные с учетом скин-эффекта, отличаются от приведенных на рис. 13 не более чем в 2 раза, да и то лишь на четвертой-пятой микросекундах,

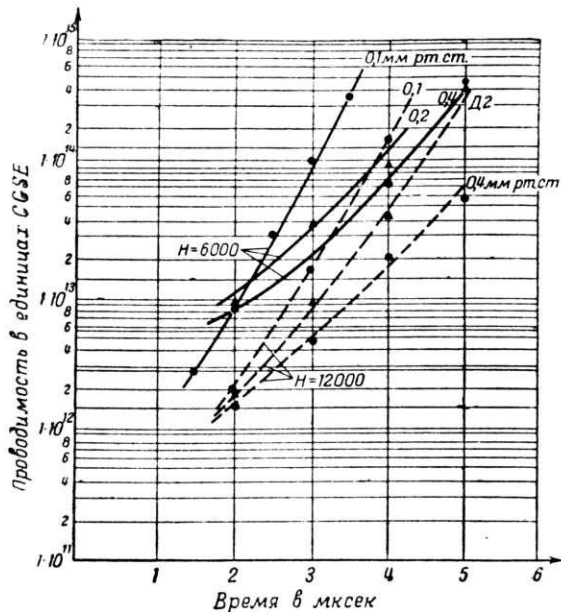


Рис. 13. Проводимость плазмы, вычисленная по измеренной скорости вытекания продольного поля из столба разряда.

Внутри столба принято параболическое распределение продольного поля [формула (5.2)].

когда определение  $\sigma$  по скорости вытекания становится очень неточным из-за уменьшения скорости сжатия столба.

С другой стороны, если учесть анизотропию проводимости, то  $\sigma$  получаются примерно в 1,5–2 раза меньше. Однако даже если считать плотность тока  $j_z$  и проводимость постоянными по сечению столба, то во всем указанном выше интервале значений  $\sigma$  падение напряжения на продольном сопротивлении столба на второй и третьей микросекунде заметно превышает полное измеренное напряжение. Но из сдвига фаз между током и напряжением видно, что активная составляющая напряжения значительно меньше полного напряжения на разряде. Таким образом, истинные значения проводимости больше приведенных на рис. 13.

## 6. Коэффициент ионизации

Зная проводимость плазмы, можно оценить коэффициент ионизации. Используем известную формулу для проводимости:

$$\sigma = \frac{e^2 n_a \tau_a}{m}, \quad (6.1)$$

где  $n_a$ —число электронов в  $1 \text{ см}^3$ , а  $\tau_a$ —время свободного пробега электронов. Время свободного пробега электронов между соударениями с молекулами и атомами водорода определяется следующей формулой, справедливой для температуры электронов от двух до десятков электрон-вольт:

$$\tau_{a0} = \frac{2,2 \cdot 10^{-10}}{p(1-\eta)}, \quad (6.2)$$

где  $p$ —давление газа, выраженное в миллиметрах ртутного столба, а  $\eta = n_a/n_0$ —коэффициент ионизации ( $n_0$ —сумма чисел атомов и ионов в  $1 \text{ см}^3$  плазмы).

Для коэффициента в формуле (6.2) мы принимаем значение  $2,2 \cdot 10^{-10}$ , которое наилучшим образом согласуется с данными Хейля и Рида [4] и с сечением полного взаимодействия электрона с молекулой  $\text{H}_2$  по измерениям Таунсенда и Рамзауэра [5].

Время свободного пробега электрона между актами кулоновского рассеяния на ионах различно в зависимости от того, вдоль или поперек магнитных силовых линий направлено упорядоченное движение электронов.

Для движения вдоль магнитных силовых линий справедлива формула [6]:

$$\frac{1}{\tau_{a\parallel}} = \frac{3\pi^2}{32} \left( \frac{e^2}{kT_0} \right)^2 n_a v \ln \left| \frac{1}{(2\pi n_a)^{1/3}} \frac{kT_0}{e^2} \right|. \quad (6.3)$$

Для движения поперек магнитных силовых линий  $\tau_{a\perp}$  вдвое меньше. При выводе формулы (6.3) кулоновские силы обрезались на дебаевском радиусе в плазме с температурой ионов, равной температуре электронов. Если  $T_0 \gg T_{\text{и}}$ , то в формуле (6.3) должен быть иной логарифм, заметно отличающийся от написанного.

Например, при  $T_0 = 10 \text{ эв}$  и  $T_{\text{и}} = \frac{1}{40} \text{ эв}$  в формуле (6.3) должен стоять логарифм, в 1,5 раза меньший, чем при  $T_0 = T_{\text{и}} = 10 \text{ эв}$ . Поскольку нам не известна температура ионов, то мы выберем довольно произвольно для всех дальнейших оценок значение  $\tau_{a\parallel}$ , записанное формулой

(6.3). Для  $n_0 = 10^{15}$ ,  $T = 10$  эв получим:

$$\tau_{\text{эи}} = 1,3 \cdot 10^5 \frac{T^{3/2}}{n_0} = 1,8 \cdot 10^{-12} \frac{T^{3/2}}{\eta p}, \quad (6.4)$$

где  $T$  — температура, выраженная в электрон-вольтах. Время свободного пробега электрона, стоящее в формуле (6.1), связано с (6.2) и (6.4) соотношением

$$\frac{1}{\tau_{\text{э}}} = \frac{1}{\tau_{\text{эа}}} + \frac{1}{\tau_{\text{эи}}}. \quad (6.5)$$

Подставив (6.5), (6.4) и (6.2) в (6.1), получаем:

$$\sigma = \frac{4 \cdot 10^{15}}{1/\tau_{\text{э}} - 1 + \frac{122}{T^{3/2}}}. \quad (6.6)$$

Следовательно, измерив проводимость, мы

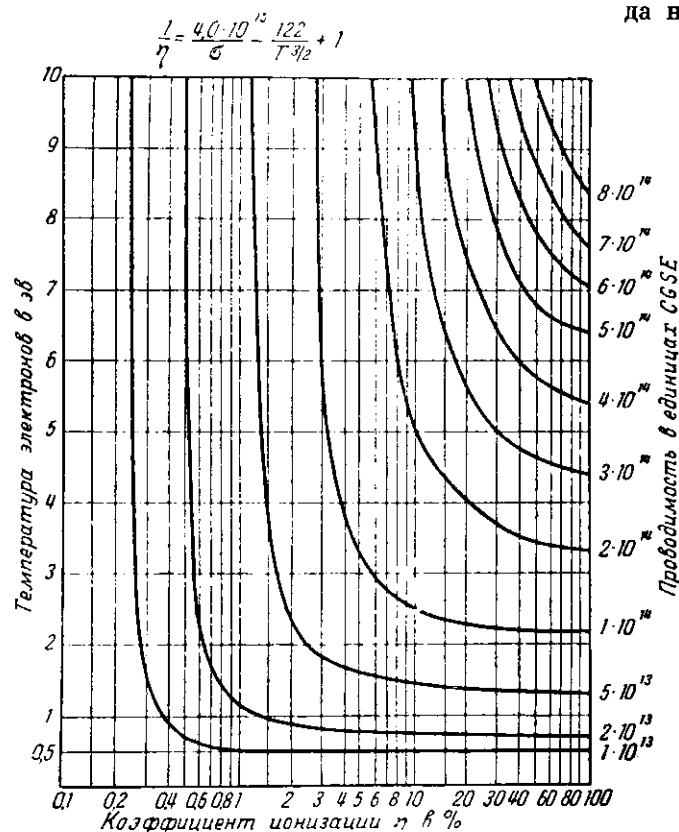


Рис. 14. Связь между коэффициентом ионизации и температурой электронов для некоторых значений проводимости плазмы.

получим лишь связь между возможными значениями коэффициента ионизации  $\eta$  и температуры  $T$ .

На рис. 14 приведены кривые, связывающие  $\eta$  и  $T$  для разных значений  $\sigma$ , вычислен-

ные по формуле (6.6). На четвертой-пятой микросекунде проводимость достигает  $4 \cdot 10^{14}$  CGSE (рис. 13).

Из кривых рис. 14 видно, что даже при высокой температуре электронов коэффициент ионизации, соответствующий этой проводимости, превышает 15%. Это соответствует данным работы [7].

## 7. Заключение

Исследования, описанные в этой работе, позволяют сделать следующие выводы.

1. Продольное магнитное поле замедляет сжатие столба разряда под действием собственного поля тока. Развал столба разряда начинается позднее, чем при  $H_0 = 0$ . После первого сжатия при  $H_0 \leq 2000$  э наблюдаются радиальные колебания столба, после чего столб искривляется и, наконец, теряет четкие очертания. Таким образом, процесс развала при наличии продольного поля существенно отличается от развала столба в отсутствии внешнего продольного поля.

2. Обнаружено, что увеличение напряженности продольного магнитного поля внутри столба газового разряда не может быть полностью объяснено только сжатием столба. По-видимому, часть наблюдаемого эффекта обусловлена анизотропией проводимости плазмы в магнитном поле.

3. В пределах погрешностей опыта сжатие столба разряда происходит при равновесии давлений продольного и собственного магнитных полей, что свидетельствует о сравнительно невысокой температуре плазмы. Оценка показывает, что температура плазмы не превышает 15—20 эв.

4. Проводимость плазмы, оцененная по захвату магнитного потока, достигает на четвертой-пятой микросекунде  $4 \cdot 10^{14}$  CGSE.

5. Коэффициент ионизации в столбе плазмы по оценке проводимости достигает 15%.

Авторы пользуются возможностью выразить благодарность Л. А. Арцимовичу за ценные дискуссии и интерес к работе.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Отбросив член  $-\frac{d}{dr}(nT)$  в (4.1), умножив полученное уравнение на  $r^2 dr$  и проинтегрировав его в пределах от 0 до  $a$ , получим:

$$MN\alpha\ddot{a} = \frac{a^2}{2} [H_\varphi^2 - (\bar{H}_i^2 - H_e^2)], \quad (\text{П.1})$$

где  $N = \pi a^2 n$  — сумма числа ионов и атомов, приходящихся на 1 см длины столба,  $H_\varphi = 2I/ca$  — поле тока  $I$ , протекающего по столбу, на поверхности столба,  $\bar{H}_i^2$  — средний квадрат продольного поля внутри радиуса  $a$ ,  $H_e$  — напряженность продольного поля на расстоянии  $a$  от оси.

Уравнение (4.2) удобно записать в безразмерных переменных, использованных в работе [2]:

$$x = \frac{a}{a_0}; \quad \tau = \frac{t}{t_{oc}}. \quad (\text{П.2})$$

Допустим, что ток меняется по закону  $I = I_0 \sin \omega t$ . При этом уравнение (П.1) в безразмерных переменных принимает следующий вид:

$$x\ddot{x} - \left(\frac{t_{oc}}{t_m}\right)^2 \frac{\bar{H}_i^2 - H_e^2}{H_0^2} x^2 + \frac{\sin^2 \omega_0 \tau}{\omega_0^2} = 0, \quad (\text{П.3})$$

где, кроме «времени особенности»

$$t_{oc} = \sqrt{\frac{ca_0}{I_0}} \sqrt{\frac{MN\alpha}{2}}, \quad (\text{П.4})$$

которое согласно работе [2] определяет время сжатия столба в отсутствии продольного магнитного поля, появилась еще вторая временная характеристика «магнитное время»

$$t_m = \frac{\sqrt{2MN\alpha}}{H_0}. \quad (\text{П.5})$$

Как увидим дальше, магнитное время  $t_m$  определяет период радиальных колебаний столба в магнитном поле. Удобно считать  $H_0$  равным значению магнитного поля до разряда и  $a_0$  принять равным начальному радиусу столба разряда. Безразмерная частота в (П.3) определяется формулой

$$\omega_0 = \omega t_{oc}. \quad (\text{П.6})$$

Для интегрирования уравнения (П.3) надо знать зависимость  $\bar{H}_i^2$  и  $H_e$  от радиуса столба.

При большой проводимости плазмы магнитное поле заморожено, продольное поле постоянно по сечению столба и поток его внутри столба разряда не меняется во времени. Тогда

$$\bar{H}_i^2 = H_i^2 = \frac{H_0^2}{x^4}. \quad (\text{П.7})$$

Кроме того, во всех опытах (см. § 3) сохраняется поток продольного поля внутри катушки с радиусом  $b$ , создающей магнитное поле, т. е. в любой момент времени:

$$H_0 b^2 = H_e (b^2 - a^2) + H_i a^2. \quad (\text{П.8})$$

Используя (П.7) и (П.8) и обозначая  $\frac{b}{a_0} = b_1$ , получим уравнение движения (4.2).

Уравнение (4.2) решалось нами при начальных условиях  $x=1$ ,  $\dot{x}=0$  при  $t=0$ . Пусть некоторое возмущение вызывает отклонение  $\delta$  от положения  $x_1$ , определяемого уравнением (4.2) при указанных начальных условиях.

Подставляя в уравнение (4.2)  $x = x_1 + \delta$  и пренебрегая величиной  $\delta^2$  по сравнению с 1, а также считая, что в области колебаний  $\ddot{x}_1 \frac{\delta}{x_1} \ll \ddot{\delta}$ , получим:

$$\ddot{\delta} + \left(\frac{t_{oc}}{t_m}\right)^2 P \delta = 0,$$

т. е. радиус столба колеблется около равновесного значения  $x_1$ . Множитель  $P$  определяется только геометрией установки, радиусом сжатого столба  $x_1$  и условиями сохранения потоков в столбе и катушке, создающей продольное поле:

$$P = \sqrt{2 \left[ \frac{\beta^2}{x_1^2} + \left( \frac{b_1^2 - \beta}{b_1^2 - x_1^2} \right)^2 \left( 1 + \frac{2x_1}{b_1^2 - x_1^2} \right) \right]}$$

Таким образом, размерная частота радиальных колебаний сжатого столба разряда:

$$\Omega = \frac{P}{t_m} = \frac{PH_0}{\sqrt{2MN\alpha}}. \quad (\text{П.9})$$

Поступила в редакцию 19 IX 1956 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филиппов, Атомная энергия, № 3, 76 (1956).
2. М. А. Леонтович, С. М. Осовец, Атомная энергия, № 3, 81 (1956).
3. С. И. Брагинский, Частное сообщение.
4. R. H. Hayley and J. W. Reed, The Behaviour of slow electrons in gases, 1941.
5. См., например, H. S. W. Massey and E. H. S. Burhop, Electronic and ionic impact phenomena, 1952, стр. 206.
6. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, 1949.
7. С. Ю. Лукьянов, В. И. Синицын, Атомная энергия, № 3, 88 (1956).