

С. В. Мирнов

А Н Н О Т А Ц И Я

**ЗОНДОВАЯ МЕТОДИКА
ИЗМЕРЕНИЯ СМЕЩЕНИЯ ТОКОВОГО ШНУРА
В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ
И ТОРОИДАЛЬНЫХ КАМЕРАХ**

Предлагается методика измерения смещения токового шнура в цилиндрических и тороидальных разрядных камерах, основанная на балансом включении магнитных зондов, ориентированных по полю тока.

Эксперименты велись на установке с тороидальной разрядной камерой.

Точность определения начала отсчета составляла 0,5 см.

Точность определения смещений изменявшихся в процессе разряда составляла 0,3 см.

Производится сравнение результатов, полученных с помощью предлагаемой методики с результатами скоростной фоторегистрации.

В В Е Д Е Н И Е

Изучение движения плазменного шнура в разрядной камере представляет интерес как с точки зрения выяснения причин взаимодействия плазмы со стенкой, так и с точки зрения характеристики ее макроскопического состояния.

В настоящее время для определения положения плазменного шнура в камере применяется, главным образом, скоростная фоторегистрация. Однако, с увеличением электронной температуры максимум излучения из плазмы смещается в область все более коротких длин волн, что заставляет отказываться от применения обычных оптических систем и переходить к устройствам типа камерн-обскура [1] с использованием сенсibilизированных фотопленок. Подобные системы обладают сравнительно плохим разрешением и некоторыми неудобствами в работе. Другие методы (например, метод двойных электрических зондов, расположенных по периферии плазменного шнура) являются, по существу, качественными.

Если вдоль плазменного шнура течет электрический ток, то с помощью магнитных зондов, измеряющих его поле, можно получить информацию о его движении внутри разрядной камеры.

1. ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ГЕОМЕТРИЯ

Рассмотрим пример. Допустим, мы имеем бесконечный цилиндрический плазменный шнур с радиусом a , вдоль которого в некоторый момент пускается электрический ток, распределенный произвольным образом по радиусу, но так, чтобы $\frac{\partial j}{\partial \omega} = 0$, где j его плотность, а ω - азимутальный угол (рис.1). На расстоянии d от оси цилиндра, для определенности, по горизонтали поместим одинаковые магнитные зонды I и II, в простейшем случае, проволочные катушечки, ориентированные по направлению магнитного поля тока. Сигналы, поступающие с катушечек после интегрирования, будут пропорциональны $V_d = \frac{q^2 I}{d}$, где $I = \int j ds$.

Их можно подать на дифференциальный усилитель или на любое иное сравнивающее устройство так, чтобы сигнал на выходе был равен 0.

Если теперь сместить шнур в горизонтальном направлении на расстояние Δ_2 , на выходе дифференциального усилителя появится сигнал:

$$u = \kappa I \frac{\Delta_2}{d^2 - \Delta_2^2} \quad (1)$$

где κ - коэффициент пропорциональности. В случае, если $\Delta_2^2 \ll d^2$, можно считать, что

$$u = \kappa I \frac{\Delta_2}{d^2} \quad (2)$$

Если изменить на π фазу включения одного из зондов, то сигнал на выходе усилителя

$$u = \kappa I \frac{1}{d} \quad (3)$$

Таким образом из (2) и (3)

$$\Delta_2 = \frac{u}{U} d \quad (4)$$

Это выражение для горизонтального смещения остается справедливым и в том случае, если наряду с горизонтальным смещением имеется смещение в вертикальном направлении. При соблюдении условия $\Delta_{\text{верт}}^2 \ll d^2$

Если теперь окружить плазменный шнур хорошо проводящим коаксиалом с радиусом b , то следуя [2] при условии, что $a^2 \ll d^2 \ll b^2$, где a радиус шнура, и $d^2 \ll \frac{b^4}{\Delta^2}$ получаем для достаточно быстрых перемещений

$$u = \kappa I \left(\frac{1}{d^2} + \frac{1}{b^2} \right) \cdot \Delta_2 \quad (2^X)$$

так как U практически не меняется

$$\Delta_2 = \frac{u}{U} \frac{d}{\left(1 + \frac{d^2}{b^2}\right)} \quad (4^X)$$

Предjudные рассуждения будут справедливы в случае не только смещения, но и изгиба шнура при условии, если длина волны возмущения $\lambda_{\text{возм}} \gg d$. Естественно, все вышесказанное распространяется на зонды, расположенные по вертикали.

Если сигналы с горизонтальных зондов после интегрирования и усиления подать на пластины горизонтальной развертки осциллографа, а с вертикальных на вертикальные, то отклонение луча от нулевой точки будет пропорционально произведению $I \cdot \Delta$, где $\Delta = \sqrt{\Delta_2^2 + \Delta_8^2}$, т.е. движение луча на экране будет соответствовать движению токового шнура в камере с учетом переменного масштаба, зависящего от I . Чтобы получить Δ в чистом виде, нужно разделить величину отклонения луча на I в соответствующий момент времени.

Для этого, в свою очередь, надо разрешить смещение луча во времени, промодулировать его, например, по яркости напряжением прямоугольных импульсов, заданной длительности (рис. 9).

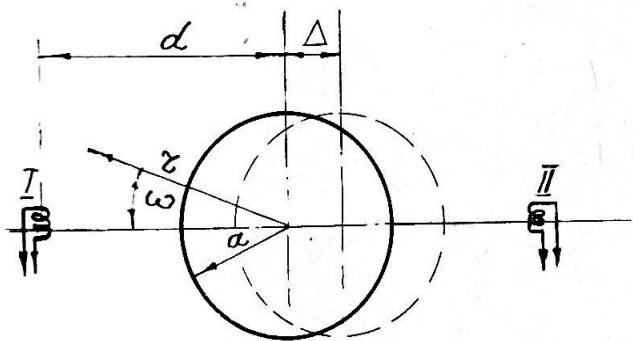


Рис. I. Схема расположения зондов в цилиндрическом случае.

Разделив теперь величину отклонения луча от нулевой точки $\Delta_{\text{откл}}$ на I мы получим величину относительного смещения шнура в камере. Изменив фазу одного из сигналов на π , в точке $I = I_{\text{max}}$ можно определить по (4^X) абсолютную величину смещения. Расстояния между отдельными метками яркости характеризуют скорость движения шнура в различных точках камеры.

Все рассмотренное выше велось в предположении, что $\frac{\partial j}{\partial \omega} = 0$. В случае азимутальной несимметрии в распределении плотности тока по сечению шнура для данного зонда, расположенного на расстоянии d от центра шнура (рис.1), можно ввести понятие "центра тяжести тока". В общем случае величина магнитного поля B в точке расположения зонда получается из выражения:

$$B_d = 0,2 \gamma \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} j(r, \omega) \frac{d + r \cos \omega}{r^2 + d^2 + 2dr \cos \omega} r dr d\omega \quad (5)$$

(в частности, если $\gamma = 1, \frac{\partial j}{\partial \omega} = 0$, то $B_d^0 = \frac{0,2 I}{d}$) "центр тяжести тока" определяется, как точка, удаленная по горизонтали от соответствующего зонда на расстояние $S = \frac{0,2 I}{B_d}$, где $I = \int j ds$, а B_d из (5). Все вышесказанное о смещении токового шнура можно теперь применить к смещению "центра тяжести тока".

При особых условиях с помощью магнитных зондов можно наблюдать отклонения от азимутально однородного распределения плотности тока по сечению шнура. Например, допустим, в горизонтальном направлении произошло расщепление продольного тока на два равных так, что их общий "центр тяжести" остался в прежнем положении, а расстояние между их отдельными центрами стало $2 \Delta_p$. Тогда, суммарный сигнал с горизонтальных зондов:

$$U_{\text{гор}} = K I \frac{d}{d^2 - \Delta_p^2} \quad (6)$$

с вертикальных:

$$U_{\text{верт}} = K I \frac{d}{d^2 + \Delta_p^2}$$

Разность $U_{\text{гор}} - U_{\text{верт}}$ при условии $d^4 \gg \Delta_p^4$

$$U = K I \frac{2 \Delta_p^2}{d^3} \quad (7)$$

откуда можно оценить Δ_p . Такие измерения требуют соблюдения условия $\Delta_p^2 \gg \Delta^2$. Чтобы определить длину возмущения шнура $\lambda_{\text{возм}}$, можно брать разность сигналов зондов, расположенных по одну сторону от оси разряда, но разнесенных вдоль нее.

II. ТОРОИДАЛЬНАЯ ГЕОМЕТРИЯ

В работе [3] получены условия равновесия осесимметричного тороидального плазменного шнура в проводящем кожухе. Воспользуемся ее некоторыми результатами для выяснения связи между магнитным полем тока и равновесным смещением шнура. Пусть мы имеем тор с большим радиусом R , радиусом проводящего кожуха b и радиусом шнура a , определенным, как радиус магнитной поверхности, вне которой $j = 0$ (рис.2).

Тогда, вне шнура:

$$B_\omega = 0,2 I \left\{ \frac{1}{\rho} + \frac{1}{2R} \left[\left(\Lambda_1 + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{a^2}{\rho^2} + 1 \right) + \left(\ln \frac{\rho}{a} - 1 \right) \right] \cos \omega \right\} \quad (8)$$

где

$$\Lambda_1 = \frac{8\pi \bar{\rho}}{(0,2 I)^2} \dot{a}^2 + \frac{\ell_i}{2} - 1 \quad (9)$$

(ℓ_i - внутренняя самоиндукция, $\ell_i = \frac{1}{2}$ в случае равномерного распределения плотности тока по сечению шнура и $\ell_i = 0$ в случае полностью скинированного тока).

Для величины горизонтального смещения шнура имеем:

$$\Delta_2 = \frac{b^2}{2R} \ln \frac{b}{a} + \frac{b^2}{2R} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \left(\Lambda_1 + \frac{1}{2} \right) + \frac{B_z}{0,2 I} b^2 \quad (10)$$

где B_z - поперечное магнитное поле, смещающее шнур наружу. Для простоты положим $B_z = 0$.

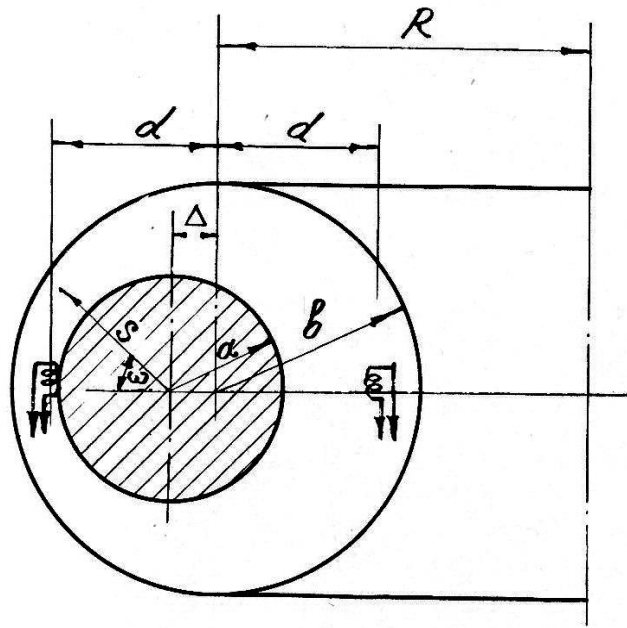


Рис. 2. Схема расположения зондов в тороидальном случае.

Подставим $\Delta_1 + \frac{1}{2}$ из (10) в (9). Тогда

$$B_{\omega} = 0,2 I \left\{ \frac{1}{\rho} + \left[\frac{\Delta_2}{\rho^2 - a^2} \left(1 + \frac{a^2}{\rho^2} \right) - \frac{1}{2R} \left(\frac{\ln \frac{\rho}{a} + \frac{a^2}{\rho^2} \ln \frac{\rho}{a} + \frac{a^2}{\rho^2} \ln \frac{\rho}{a} + 1 \right) \cos \omega t \right] \right\} \quad (11)$$

Если теперь на равных расстояниях d от центра проводящего коула в горизонтальной плоскости поместить два магнитных зонда ориентированных по B_{ω} и включенных по схеме, предложенной выше, то на выходе системы мы получим, считая для простоты $\rho \sim d \sim b$ и $\Delta_2^2 \ll d^2$ и вводя обозначение

$$\Delta_0 = \frac{b^2 + a^2 \left[\ln \left(\frac{b}{a} \right)^2 - 1 \right]}{2R \left(1 + \frac{b^2}{d^2} \right)}$$

$$U = \kappa I (\Delta_2 - \Delta_0) \frac{1 + \frac{b^2}{d^2}}{b^2 - a^2} \quad (12)$$

Δ_0 слабо зависит от a и при $R \rightarrow \infty$ (цилиндрическая геометрия) стремится к 0. Зависимость сигнала U от радиуса шнура объясняется перераспределением тока по сечению.

Если смещение шнура происходит под действием поперечного магнитного поля, такой зависимости от радиуса проявляться не будет. Рассмотрим это для тора. Будем считать, что в (10) $B_z \neq 0$ обозначим $\Delta_M = \frac{B_z}{0,2I} b^2$, тогда (12) перейдет в:

$$U = \kappa I \left\{ (\Delta_2 - \Delta_0 - \Delta_M) \frac{1 + \frac{b^2}{d^2}}{b^2 - a^2} + \frac{\Delta_M}{d^2} \right\} \quad (12^x)$$

Практически интересен случай, когда собственный сигнал от поперечного поля, вызывающего смещение шнура, не поступает на вход системы, т.е. скомпенсирован тем или иным способом в отсутствии разряда.

Тогда:

$$U = \kappa I \left\{ (\Delta_2 - \Delta_0 - \Delta_M) \frac{1 + \frac{b^2}{d^2}}{b^2 - a^2} + \Delta_M \frac{1 + \frac{b^2}{d^2}}{b^2} \right\} \quad (12^{xx})$$

Подставим $\Delta_1 + \frac{1}{2}$ из (10) в (9). Тогда

$$B_{\omega} = 0,2 I \left\{ \frac{1}{\rho} + \left[\frac{\Delta_2}{\rho^2 - a^2} (1 + \frac{a^2}{\rho^2}) - \frac{1}{2R} \left(\frac{\ln \frac{\rho}{a} + \frac{a^2}{\rho^2} \ln \frac{\rho}{a} + \frac{a^2}{\rho^2} \ln \frac{\rho}{a} + 1 \right) \cos \psi \right] \right\} \quad (11)$$

Если теперь на равных расстояниях d от центра проводящего кожуха в горизонтальной плоскости поместить два магнитных зонда ориентированных по B_{ω} и включенных по схеме, предложенной выше, то на выходе системы мы получим, считая для простоты $\rho \sim d \sim b$ и $\Delta_2 \ll d^2$ и вводя обозначение

$$\Delta_0 = \frac{b^2 + a^2 \left[\ln \left(\frac{b}{a} \right)^2 - 1 \right]}{2R \left(1 + \frac{b^2}{a^2} \right)}$$

$$U = \kappa I (\Delta_2 - \Delta_0) \frac{1 + \frac{b^2}{a^2}}{b^2 - a^2} \quad (12)$$

Δ_0 слабо зависит от a и при $R \rightarrow \infty$ (цилиндрическая геометрия) стремится к 0. Зависимость сигнала U от радиуса шнура объясняется перераспределением тока по сечению.

Если смещение шнура происходит под действием поперечного магнитного поля, такой зависимости от радиуса проявляться не будет. Рассмотрим это для тора. Будем считать, что в (10) $B_z \neq 0$ обозначим $\Delta_M = \frac{B_z}{0,2I} b^2$, тогда (12) перейдет в:

$$U = \kappa I \left\{ (\Delta_2 - \Delta_0 - \Delta_M) \frac{1 + \frac{b^2}{a^2}}{b^2 - a^2} + \frac{\Delta_M}{a^2} \right\} \quad (12^X)$$

Практически интересен случай, когда собственный сигнал от поперечного поля, вызывающего смещение шнура, не поступает на вход системы, т.е. скомпенсирован тем или иным способом в отсутствие разряда.

Тогда:

$$U = \kappa I \left\{ (\Delta_2 - \Delta_0 - \Delta_M) \frac{1 + \frac{b^2}{a^2}}{b^2 - a^2} + \Delta_M \frac{1 + \frac{b^2}{a^2}}{b^2} \right\} \quad (12^{XX})$$

Измерение вертикального смещения токового шнура в торе с $a \ll R$ аналогично измерению смещения в цилиндре.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Определялось смещение токового шнура в тороидальной установке "Токамак-3", имеющей следующие размеры $R = 100$ см, $b = 25$ см, $a \leq 15$ см.

Измерения велись по схеме, показанной на рис. 3. Зонды были расположены по окружности радиуса $d = 20$ см, концентричной с проводящим кожухом. Для проверки действия системы и уточнения величины Δ_0 был сделан модельный эксперимент. В камеру был помещен проводник с током. Измерялась зависимость сигнала и от величины смещения шнура.

На рис. 4 представлены соответствующие теоретические кривые зависимостей $\Delta_{2\text{оп}}$ от $U_{2\text{оп}}$ при разных значениях радиуса токового шнура. Там же представлены точки, полученные в ходе модельного эксперимента ($a = 0,5$ см).

Из приведенных кривых ясно, что для точного определения величины смещения необходимо знать радиус шнура. Однако, видно, что с уменьшением радиуса ошибка в определении смещения уменьшается. Кроме того, можно считать, что $a \leq b - \Delta^*$, где b - радиус диафрагмы, обрезающей шнур, а Δ^* - смещение центра шнура относительно геометрического центра диафрагмы.

Эти соображения позволяют выбирать некоторый "средний" радиус шнура и для него проводить расчет с тем, чтобы затем скорректировать его для больших и малых смещений. При этом ошибка в их определении складывается из ошибки в определении начала отсчета и ошибки в определении смещения относительно него. Начало отсчета не меняется в процессе разряда, поэтому удобно разделять смещения на "постоянные" и "переменные", т.е. меняющиеся и неменяющиеся в процессе разряда. Ошибка в определении "постоянных" смещений обуславливается точностью изготовления и установки зондов. Ошибка в определении "переменных" смещений зависит, в основном, от истинного размера токового шнура. "Постоянные" смещения определялись с точностью 0,5 см

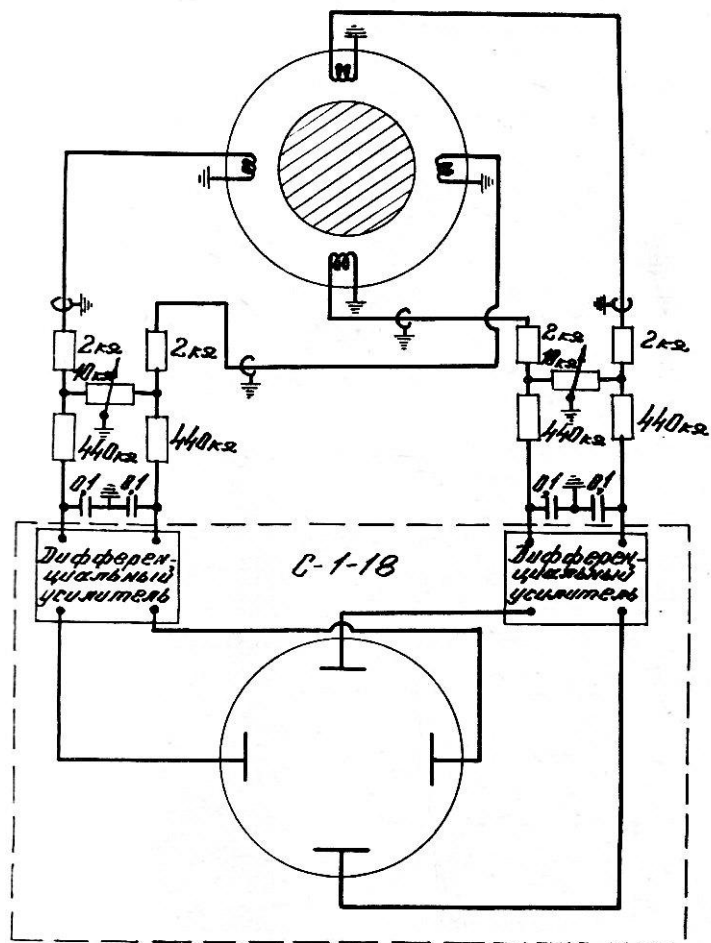


Рис. 3. Схема эксперимента.

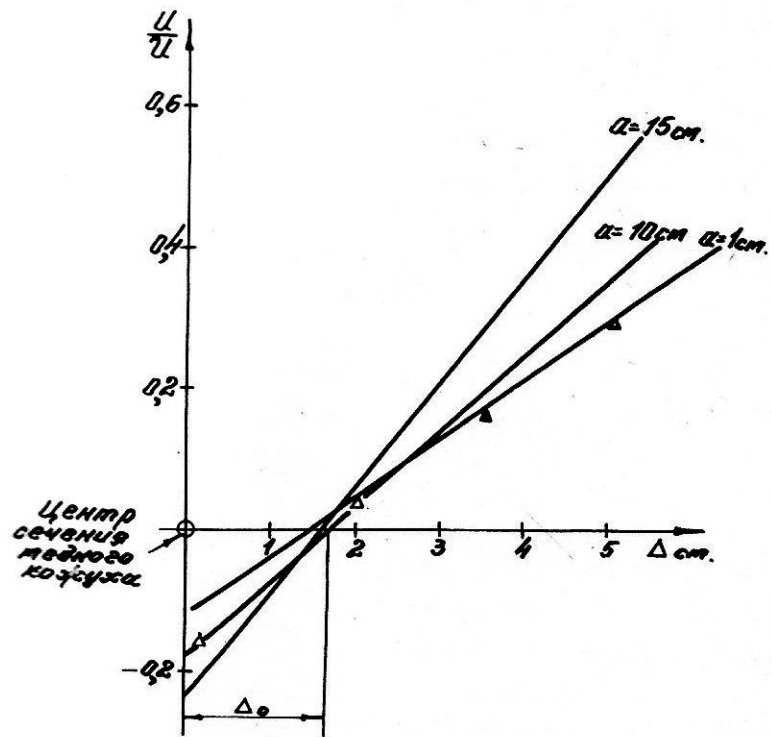


Рис. 4.

Зависимость сигнала $\frac{u}{U}$ от Δ , для тороидального случая. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости для разных α ; экспериментальные точки Δ соответствуют $\alpha = 0,5$ см.

"Переменные" смещения с точностью 0,3 см.

Горизонтальные смещения шнура в зависимости от времени при различных продольных магнитных полях, представлены на рис.5.

Легко видеть, что в процессе развития разряда пробой происходит на внешней стороне тороида, а затем, по мере увеличения тока центр шнура смещается к центру камеры. С увеличением продольного магнитного поля величина этого смещения уменьшается. При больших продольных магнитных полях во второй половине разряда шнур начинает возвращаться наружу. К этому времени относится появление на осциллограммах напряжения и производной тока регулярных выбросов [4], соответствующих (рис.5в) быстрому движению токового шнура к внутренней стороне разрядной камеры.

Одновременно производилась фоторегистрация шнура с помощью барабанной камеры в видимой и ультрафиолетовой области. Если считать, что центр шнура примерно находится на середине соответствующего ему светящегося пространства, то можно построить кривые зависимостей смещений этого центра от времени. Представленные на рис.6 они указывают на качественное совпадение с результатами зондовых измерений.

Наряду с измерениями горизонтальных смещений шнура производились измерения вертикальных смещений. Кривые зависимостей вертикальных смещений шнура от времени при разных магнитных полях для одного из режимов установки Т-3 показаны, например, на рис.7. Они также находятся в соответствии с оптическими наблюдениями.

Как известно [4], [5] смещение тороидального токового шнура в горизонтальной плоскости (по большому радиусу) может происходить под действием электродинамического расталкивания, нагрева и поперечных магнитных полей. Движение в вертикальном направлении определяется, в основном, действием поперечных магнитных полей. Характер изменений и величины полученных смещений находятся в соответствии с этими представлениями.

Кроме измерения смещений по отдельным направлениям производилось измерение в полярной системе координат. Сигнал с зон-

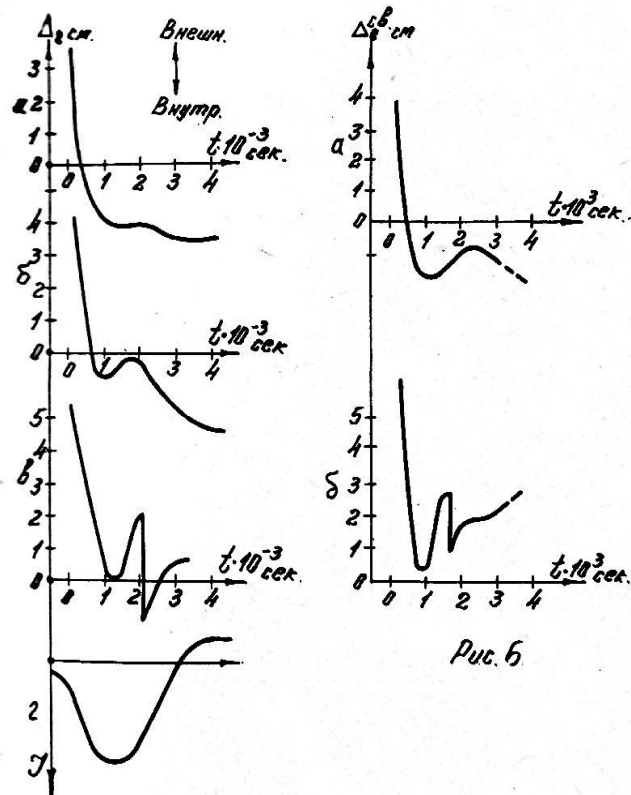


Рис. 5

Рис. 5. Экспериментальные зависимости Δz от времени для разных продольных магнитных полей, снятые с помощью зондов.

α - для 10 кэ, δ - для 15 кэ, β - для 17,5 кэ
2 - зависимость разрядного тока от времени.

Рис. 6. Экспериментальная зависимость $\Delta z^{св.}$ от времени, построенная по результатам скоростной фоторегистрации для двух значений продольного магнитного поля α - для 15 кэ, δ - для 17,5 кэ

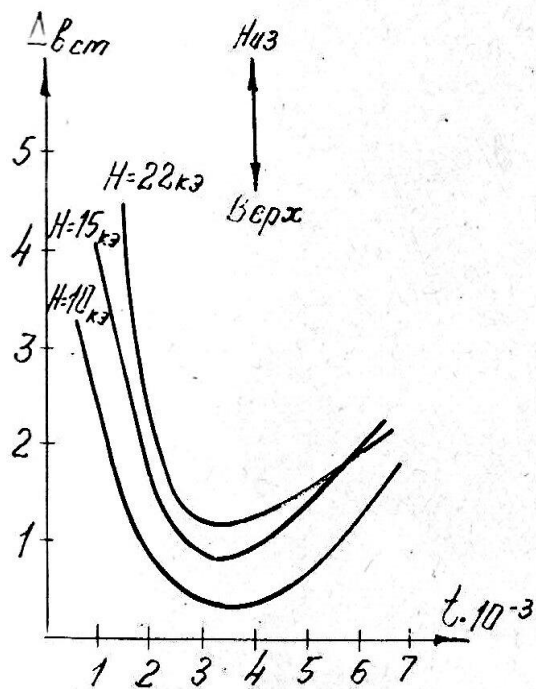


Рис. 7. Экспериментальные зависимости Δr от времени для разных продольных магнитных полей.

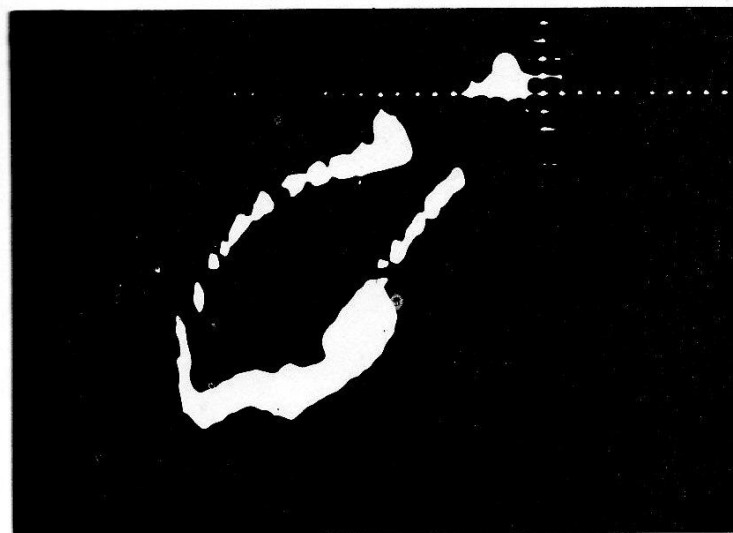


Рис. 8. Величина $\Delta \cdot J$ в полярной системе координат.

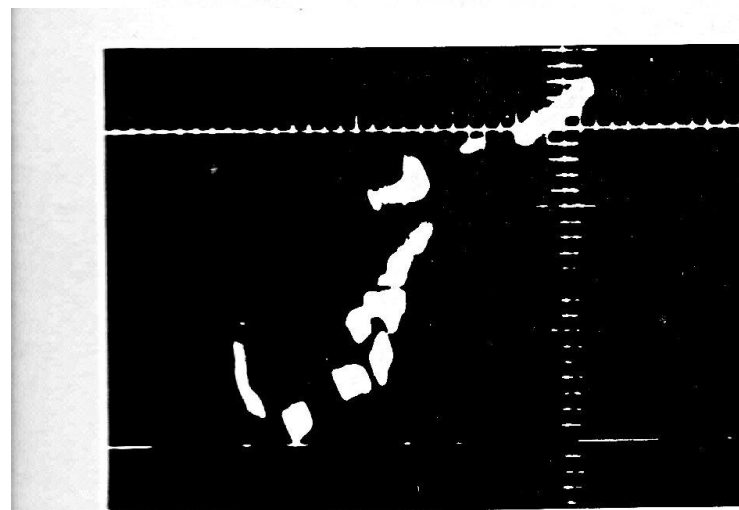


Рис. 9. Величина $\Delta \cdot J$ в полярной системе координат, разделенная во времени.

дов, измеряющих вертикальные смещения, подавался на вертикальные пластины осциллографа, а с зондов, измеряющих горизонтальные смещения, на горизонтальные пластины. Одна из полученных фигур представлена на рис. 8. Такое включение не позволяет определить абсолютную величину смещения, но может служить индикатором смещения, например, при подборе поперечных полей, удерживающих шнур в заданном положении.

Подобная же фигура, но разделенная во времени показана на рис. 9.

Эксперименты по определению длины возмущения шнура (см. гл. Цилиндрическая геометрия) показали, что с точностью до 10% шнур смещается как целое.

ВЫВОДЫ

1. Предлагаемая схема зондовых измерений позволяет определить смещение токового шнура при сравнительно общих предположениях относительно распределения тока по сечению. Точность определения "переменных" смещений, в основном, зависит от величины действительного малого радиуса шнура. Точность определения "постоянных" смещений зависит, в основном, от точности изготовления и расположения зондов.

2. Полученные результаты находятся в соответствии с имеющимися теоретическими представлениями относительно движения токового шнура в тороидальной камере с проводящим кожухом и сильным продольным магнитным полем.

В заключении автор пользуется возможностью поблагодарить Л.А.Арцимовича за плодотворные дискуссии и интерес к работе, а также В.С.Муховатова, В.С.Стрелкова и В.Д.Шафранова за систематические и ценные обсуждения.

В проведении опытов существенная помощь была оказана Г.А.Егоренковым.