

21/11-71

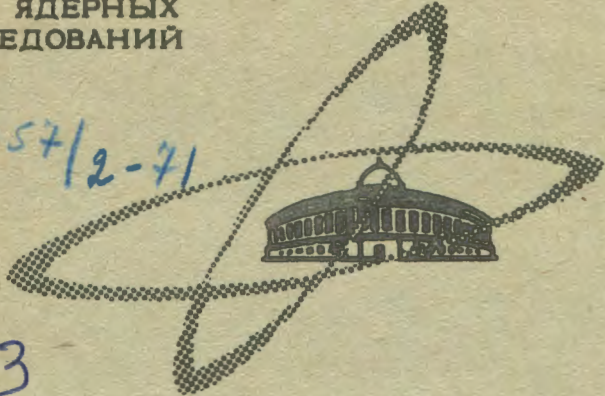
Д-64

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2057/2-71

P9 - 5753



5753

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

Г.В. Долбилов, В.П. Саранцев, А.П. Сумбаев

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ
ХОЛОДНОГО КАТОДА
ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

1971

P9 - 5753

Г.В. Долбилов, В.П. Саранцев, А.П. Сумбаев

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ
ХОЛОДНОГО КАТОДА
ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Направлено в ЖТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Получение интенсивных электронных пучков – одна из важных задач ускорительной техники, значение которой особенно возросло в связи с развитием новых методов ускорения и изучением проблем коллективных взаимодействий пучков с плазмой. Возможными путями решения этой задачи являются применение автоэмиссионных диодов /1/ и различных систем прямого разряда или линейного плазменного бета-трона /2-5/ .

В настоящей работе исследуется поведение холодного катода при давлениях газа в камере $p > 10^{-3}$ торр. Экспериментально показано, что при соответствующем выборе рабочего давления и длительности импульса напряжения может быть получен интенсивный (до 10 ка) газосфокусированный пучок электронов.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1-3. Прямоугольный импульс отрицательной полярности формировался при разряде емкости $C = 0,1 + 0,5$ мкф на сопротивлении $R_H = 1$ ком и подавался на катод (1) электронной пушки. Длительность импульса регулировалась запуском управляемых разрядников P_1 и P_2 . Внутреннее сопротивление генератора определялось величиной ограничивающего со-

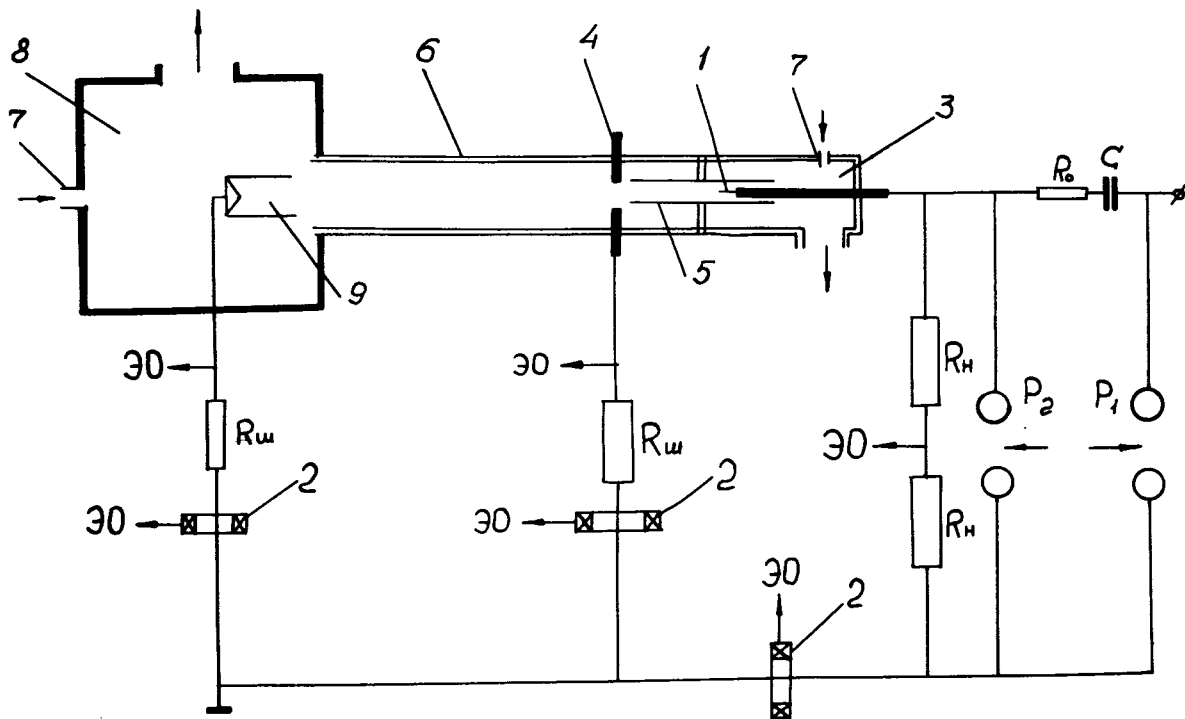


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - катод, 2 - пояс Роговского, 3 - катодная камера, 4 - анод, 5 - стеклянная трубка 12мм, 6 - дрейфовая труба из оргстекла, 7 - натекатель, 8 - измерительная камера, 9 - цилиндр Фарадея, 10 - электростатический анализатор, 11 - система дифрагм.

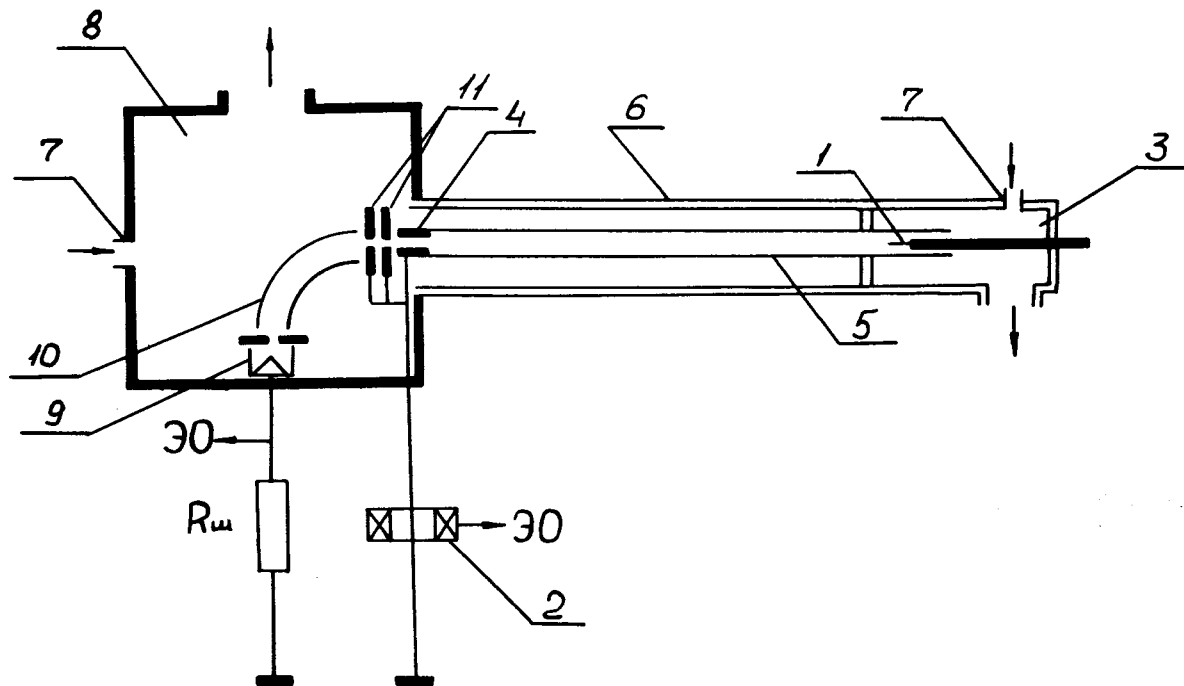


Рис. 2. Схема установки для измерения энергетического спектра.

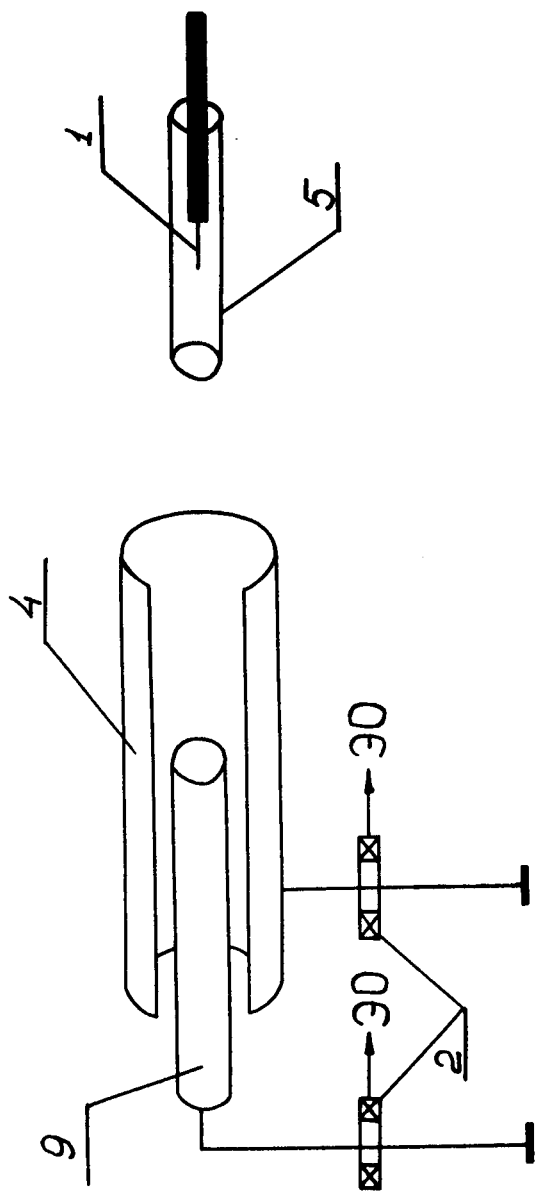


Рис. 3. Один из вариантов разрядной системы камеры.

противления $R_0 < 4$ ом. Амплитуда и форма напряжения контролировались посредством омического делителя R_H / R_u . Длительность переднего фронта импульса напряжения составляла 40 нсек.

Измерение токов производилось поясами Роговского (2) с $LIR = 5 \cdot 10^{-6}$ сек и коаксиальными шунтами с $L/R = 10^{-9}$ сек ($R_{ш} = 2 \cdot 10^{-2}$ ом).

Катод (1), изготовленный из вольфрамовой проволоки ϕ 0,5 мм, располагался в диэлектрической катодной камере (3). Анод (4) представлял собой металлический диск с центральным отверстием ϕ 20 мм. Для увеличения времени существования газосфокусированной стадии разряда катод удалялся от анода на расстояние 200 мм. Стеклянная трубка (5) ϕ 12 мм использовалась для фокусировки и стабилизации пучка. Расстояние между концом трубки и анодным диском составляло 20 мм. За анодом располагалась изготовленная из оргстекла дрейфовая трубка (6) (ϕ 75 мм, $l = 300$ мм), в конце которой был помещен цилиндр Фарадея (9).

Давление в системе регулировалось при помощи натекателей (7), расположенных в катодной (3) и измерительной (8) камерах.

Результаты эксперимента

Развитие разряда в трубке (4) сопровождалось интенсивным свечением за анодом в дрейфовой трубке (5). Свечение не было однородным и имело четко выраженный kern диаметром $5 + 10$ мм. Ток пучка за анодом, измеряемый цилиндром Фарадея (8), мало отличался по форме от полного тока с катода и составлял $1/2 + 4/5$ его части. Использование вместо дискового анода латунной сетки из проволоки 0,2 мм с периодом решетки 1 мм не меняло существенно результатов опыта. Исследования в основном производились без каких-либо внешних магнитных полей. Поэтому все результаты, если это не оговорено специально, относятся к такому именно случаю.

Для условий нашего эксперимента были характерны три стадии развития тока.

1. Первой стадии соответствовало отсутствие электронного тока с катода, заметно превышающего емкостный ток в системе. Длительность этой стадии зависела от давления в камере и при давлениях $p \leq 0,5 \cdot 10^{-2}$ торр примерно соответствовала времени нейтрализации $t = \frac{1}{n_0 \sigma v}$, где $n_0 = 3,56 \cdot 10^{16}$ р (торр) - плотность нейтралов, v - скорость электронов, $\sigma = (2\pi e^3 / m v^2 I) \ln(\frac{mv^2}{2Ie})$ - сечение ионизации электронным ударом ^{/6/}, I - потенциал ионизации.

На рис. 4 изображена зависимость задержки в появлении тока как функция времени нейтрализации (давления). Прямая линия соответствует $t = \tau$, кривая - наблюдаемая длительность первой стадии для азота. Видно, что при $p > 0,5 \cdot 10^{-2}$ торр характер зависимости задержки от τ заметно отличается от линейного.

Длительность первой стадии слабо зависела от длины стеклянной трубки (4). Так, при $p = 10^{-2}$ торр эта зависимость отсутствовала. При $p = 2 \cdot 10^{-3}$ торр задержка уменьшалась на 20% при изменении длины трубки с 60 до 20 см.

Для исследования работы катода при отсутствии ионной нейтрализации были проведены опыты при давлении 10^{-5} торр, которые показали, что в диапазоне напряжений 40 + 60 кв ток с катода примерно соответствует

$$I = \frac{U}{\rho_0} \sqrt{\frac{2eU}{mc^2}} \text{ а ,}$$

$\rho_0 = 120\pi$ ом - волновое сопротивление свободного пространства.

Для фокусировки пучка в этих опытах использовалось продольное магнитное поле.

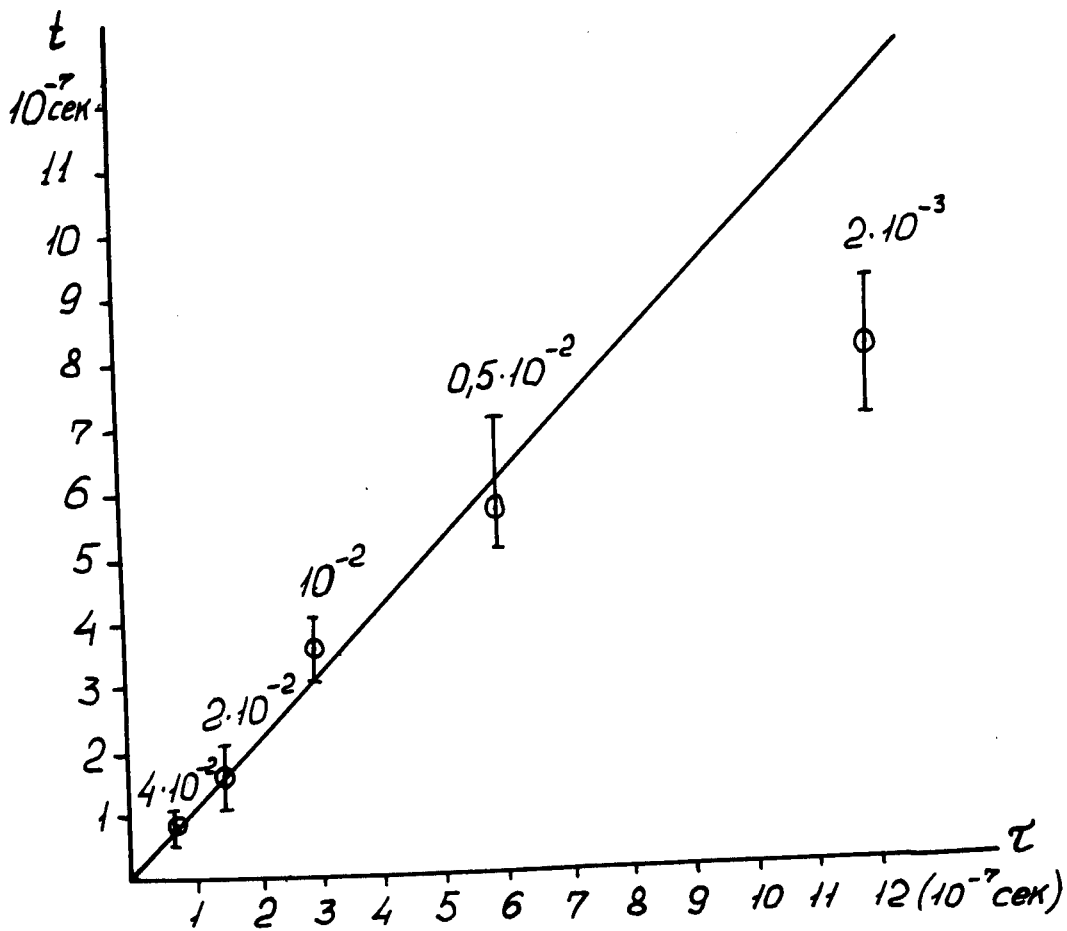


Рис. 4. Зависимость задержки от времени нейтрализации (давления).

Появление тока всегда сопровождалось свечением на конце вольфрамовой иглы. При напряжениях, меньших 40 кв, свечение на катоде и ток отсутствовали. Этот факт говорит о том, что появление тока обязано катодному факелу /7/, эмиссия с которого идет в режиме ограничения плотности тока пространственным зарядом (режим виртуального катода).

Если $r(t)/L \ll 1$, $r(t)$ - радиус факела, L - расстояние до анода, то полный ток в первом приближении не зависит от площади эмиттирующей поверхности $S \approx r^2(t)$, поскольку для эквивалентного плоского диода фактор d в выражении для плотности тока $j = A \frac{U^{3/2}}{d^2}$ равен $\approx r/8$.

2. Вторая стадия развития характеризовалась умеренным ростом тока во времени. Заметный рост тока можно объяснить улучшением условий прохождения пучка через трубку (4) вследствие его нейтрализации и перераспределением потенциала вдоль пучка с падением приложенного напряжения на длине радиуса Дебая.

В области плазменного столба $\rho \approx 0$ и заметно отличается от нуля в дебаевском слое. Если радиус Дебая много меньше пучка, то для скалярного потенциала в области дебаевского слоя имеем в квазистационарном приближении:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = - \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1)$$

Векторный потенциал, определяемый плотностью тока, будет распределен по всей длине пучка. Напряженность поля $E = -\text{grad } \phi - \frac{\partial A}{\partial t}$. В большинстве случаев в дебаевском слое $|\text{grad } \phi| \gg \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right|$ и решение задачи сводится к решению уравнения Пуассона (1). Поскольку на границах слоя $\frac{\partial \phi}{\partial z} \approx 0$, то задача эквивалентна случаю плоского диода

с виртуальными катодом и анодом. В плоском диоде напряженность поля у катода и анода равна нулю, когда плотности электронного и ионного токов ограничены пространственными зарядами.

Решение уравнения (1) в этом случае известно:

$$j_e = B \frac{4\epsilon}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\phi^{3/2}}{L^2} = \frac{4}{9} B \frac{\phi}{\rho_0} \sqrt{\frac{2e\phi}{mc^2}} \frac{1}{L^2} \quad (2)$$

$$j_i = \sqrt{\frac{m}{M}} j_e ,$$

где

$$B = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[4E \left(\sin \frac{\pi}{8} \right) - \frac{1}{2} \left(4 + \sqrt{2} \right) K \left(\sin \frac{\pi}{8} \right) \right]^2 \approx 2 ,$$

L - расстояние между анодом и катодом.

Следует заметить, что в плоском диоде при произвольном расстоянии между электродами соотношение между плотностью тока и расстоянием L таково, что последнее всегда соответствует дебаевской длине экранирования для электронов с температурой $e\phi$ эв. В этом легко убедиться, выразив L из равенства (2) через j_e , и скорость $v = \sqrt{\frac{2e\phi}{m}}$. Тогда имеем: $L = \sqrt{\frac{8}{9}} D$, где D - дебаевский радиус экранирования.

В общем случае с учётом процессов ионизации в слое равенство (2) неверно, однако, можно показать, что в ряде случаев влиянием вторичных электронов и ионов на величины токов можно пренебречь. Действительно:

$$\frac{dj_e}{dx} - \sigma_e n_0 j_e - \sigma_i n_0 j_i = 0 ,$$

$$\frac{dj_i}{dx} + \sigma_e n_0 j_e + \sigma_i n_0 j_i = 0 ,$$

σ_e и σ_i - поперечное сечение для образования пары ион-электрон электронным и ионным ударом соответственно, n_0 - плотность нейтральных атомов.

Оценим влияние ионизации, считая σ_e и σ_i не зависящими от $x(\phi)$ и равными их максимальному значению. Решение системы тогда имеет вид:

$$j_e = j_{e0} + \frac{(j_{i0} + \frac{\sigma_e}{\sigma_i} j_{e0}) (1 - e^{-\gamma x})}{e^{-\gamma L} - \frac{\sigma_e}{\sigma_i}},$$

$$j_i = j_{i0} + \frac{(j_{i0} + \frac{\sigma_e}{\sigma_i} j_{e0}) (e^{-\gamma x} - e^{-\gamma L})}{e^{-\gamma L} - \frac{\sigma_e}{\sigma_i}},$$

$$j_{e0} = j_{e(x=0)} \quad ; \quad j_{i0} = j_{i(x=L)} \quad ; \quad \gamma = (\sigma_e - \sigma_i) n_0.$$

Если $\gamma L \ll 1$, то увеличение плотности электронного тока за счёт ионизации в дебаевском слое

$$\Delta j_e < j_{e0} \sigma n_0 L,$$

σ - максимальное из σ_i и σ_e . Для гелия, например, при $p = 10^{-2}$ торр, $j_e = 10^4$ а/см², $\phi = 6 \cdot 10^4$ в,

$$\Delta j_e < 10^{-2} j_{e0}.$$

Таким образом, в этой модели основная масса электронов проходит полную разность потенциалов и непосредственно за дебаевским слоем можно ожидать малый разброс электронов по энергиям.

Если положить, что в области виртуального анода $n_e = n_1$ и считать превалирующим видом ионизации ионизацию быстрыми электронами, то

$$\frac{dn_e}{dt} = \sigma_e n_0 n_e v_e,$$

и $j_e = j_e(t=0)e^{\frac{t}{\tau}}$, где $\tau = \frac{1}{\sigma_e v_e n_0}$ - время нейтрализации.

Можно сказать, что увеличение плотности тока происходит за счёт уменьшения фактора L плоского диода, равного радиусу Дебая $\approx \frac{1}{\sqrt{n_e}}$.

Наблюдаемая в эксперименте зависимость роста тока со временем во второй стадии близка к экспоненциальной и время, за которое ток увеличивался в e раз, порядка времени нейтрализации.

В области плазменного столба напряженность электрического поля, обусловленного переменной во времени плотностью тока, $E_z = -\frac{\partial A_z}{\partial t}$.

Когда длина шнура много больше радиуса, A_z внутри пучка равно

$$A_z = -\mu \frac{j_0}{4} r^2$$

- для равномерного распределения плотности тока по сечению;

$$A_z = -\mu \frac{j_0}{4} a^2 \ln \left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right)$$

для $j(r) = j_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right)}$;

$$E_z = \frac{\mu}{4\pi} \frac{r^2}{a^2} \frac{dI}{dt}$$

- для первого случая;

$$E_z = \frac{\mu}{4\pi} \ln \left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right) \frac{dI}{dt}$$

- для второго.

Напряженность вихревого электрического поля неоднородна по сечению пучка и в общем случае может быть причиной энергетического

разброса частиц. На "границе" пучка для обоих вариантов распределения плотности тока

$$E_z = \frac{\mu}{4\pi} \frac{dI}{dt} .$$

3. Для третьей стадии было характерно резкое увеличение скорости нарастания тока. С уменьшением давления скорость нарастания увеличивалась и начало "взрыва" тока происходило при все меньших уровнях тока второй стадии. Увеличение проводимости плазмы приводило в конечном счёте к тому, что большая часть напряжения падала на внутреннем сопротивлении генератора и сопротивлении подводящих проводов. Однако на первом этапе третьей стадии напряжение между катодом и анодом сравнительно велико. Одной из возможных причин уменьшения сопротивления плазмы может быть резкое увеличение ее плотности за счёт ионизации вторичными частицами. Тот факт, что напыление материалов катода и анода на поверхность стеклянной трубки (5) происходило только вблизи катода и анода (даже при полном разряде емкости $C = 10^{-7}$ ф), говорит о том, что "взрыв" тока не обусловлен парами металла (рис. 1-3). Правда, при полном разряде емкости $C = 5 \cdot 10^{-7}$ ф через разрядный промежуток наблюдалось напыление материала катода по всей длине трубки после продолжительной работы. Но в этом случае длительность импульса тока примерно равнялась времени, необходимому для распространения катодного факела до анода.

Исследование изменения геометрических размеров шнура со временем производилось путем изменения длительности импульса напряжения. При давлениях $\approx 10^{-2}$ торр начальное свечение, которое могло быть нами замечено, имело вид тонкого шнура диаметром 2 мм при внутреннем диаметре трубки (4), равном 12 мм. Шнур не всегда был прямоли-

нейным, иногда он приобретал форму змейки. С увеличением длительности импульса тока наблюдались рост интенсивности свечения, увеличение диаметра шнура и его спрямление. Следует заметить, что во всех случаях, когда диаметр пучка был сравним с диаметром трубки, неустойчивости типа "змейка" не наблюдались. Поведение пучка в дрейфовой трубке за анодом зависело от рода применяемого газа. Если в легких газах (гелий) пучку были свойственны крупномасштабные неустойчивости, то в тяжелых газах (ксенон) он был устойчив на длинах, по крайней мере, до 30 см. При этом поперечные размеры пучка уменьшились по длине.

Энергетический состав носителей тока

Оценка энергетического состава производилась путем измерения энергии электронов электростатическим анализатором, а также калориметрическими измерениями полной энергии, выделяемой на аноде-коллекторе, и по траектории газосфокусированного электронного пучка в поперечном магнитном поле. Схема установки изображена на рис. 2.

С помощью натекателя (7) в катодной камере (3) и стеклянной трубке (5) поддерживался рабочий вакуум $10^{-2} + 10^{-3}$ торр. Остальной объем находился под давлением 10^{-5} торр. Перепад давлений осуществлялся посредством узкого цилиндрического канала ϕ 3 мм и длиной 10 мм в латунном аноде (4). Электроны, проникающие в высоковакуумную камеру, коллимировались системой диафрагм (11) на входе электростатического анализатора (10) и индицировались цилиндром Фарадея (9). Измерения энергии электронов анализатором, проведенные при различных давлениях в катодной камере и различных токах пучка, определяемых длительностью импульса напряжения для выбранного давления, показали сравнительно узкий энергетический спектр. Во всех случаях максимум

функции распределения приходился на энергии, несколько меньшие приложенного напряжения. Так же, как в ^{/9/}, мы наблюдали электроны с энергией, превышающей напряжение катода. На рис. 5 приведена типичная кривая функции распределения электронов по энергиям. Наблюдаемый разброс электронов по энергиям не может быть объяснен только наличием вихревого электрического поля, которое для наших временных и амплитудных характеристик тока мало. Этот разброс обусловлен коллективными взаимодействиями в плазме ^{/9/}.

При калориметрических измерениях использовался легкий латунный анод, имеющий тепловой контакт с термопарой и сопротивлением. Последнее использовалось для калибровки термопары путем разряда через него емкости, запаасающей заданное количество энергии. Это позволило уменьшить ошибку, связанную с конечным тепловым сопротивлением между коллектором и массивными проводниками. Сравнение энергии, выделяемой на коллекторе, с рассчитанной по осциллограммам тока и напряжения позволило сделать вывод, что ток в основном переносится энергетичными электронами.

Газофокусированный электронный пучок в поперечном магнитном поле вел себя аналогично электронному пучку в вакууме. На рис. 6 дана фотография пучка в поле постоянного магнита, расположенного под дрейфовой трубой. Значение энергии электронов, оцененное по траектории пучка, находилось в хорошем согласии с результатами измерений указанными выше методами.

В процессе коллективных взаимодействий пучка электронов с ионами плазмы возможна передача энергии пучка ионам и ускорение их до энергий, значительно превышающих энергию электронов ^{/10/}. В данной работе не ставилось целью изучение эффектов ускорения ионов, однако при отклонении пучка внешним магнитным полем на оси системы за магнитом обнаружен поток ионов. Энергия ионов, оцененная по времени пролета, на порядок превышала энергию электронов в пучке.

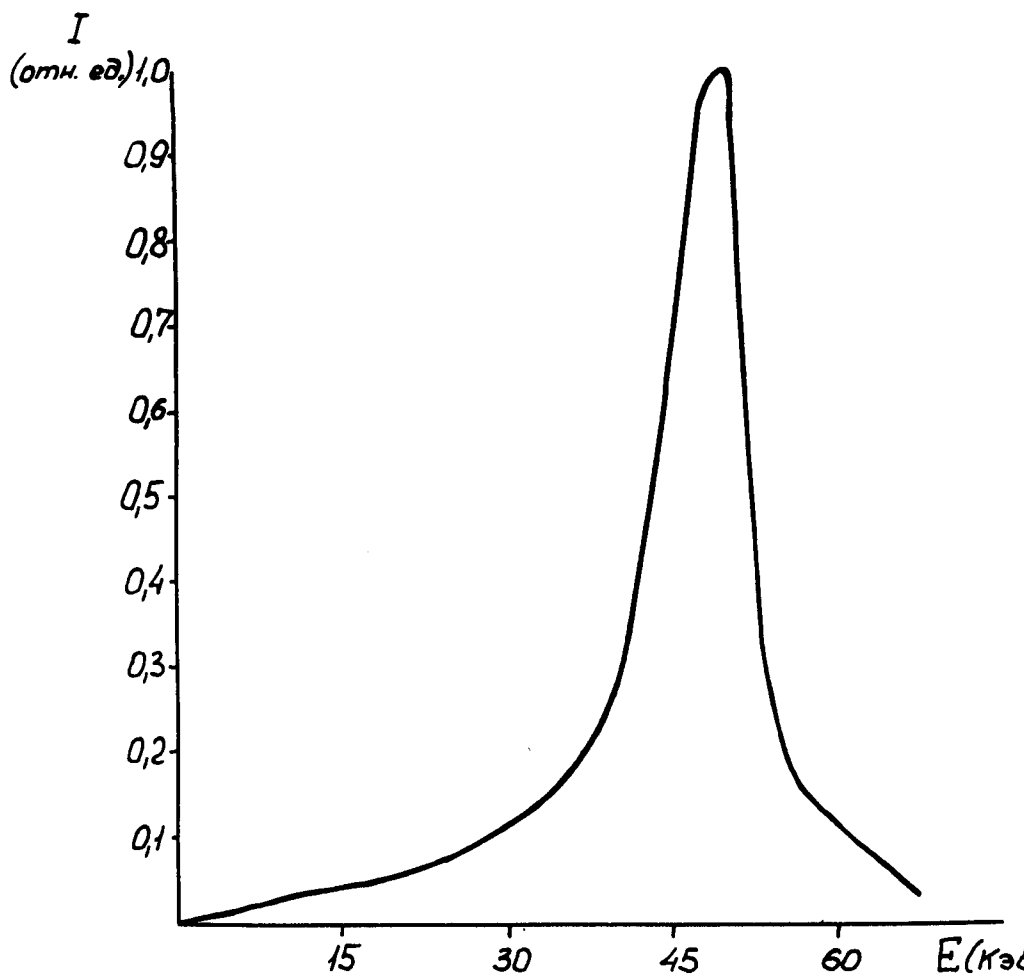


Рис. 5. Распределение электронов, проникающих в высоковакуумную камеру, по энергиям. Напряжение катода - 60 кв.

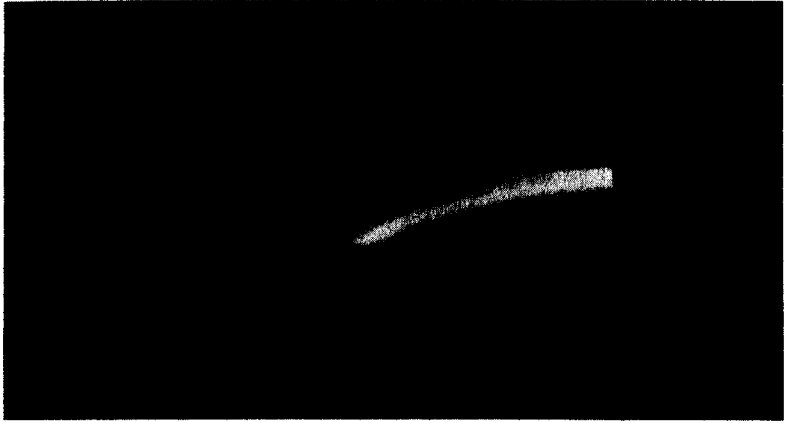


Рис. 6. Фотография пучка в поперечном магнитном поле.

На рис. 3 изображен другой вариант разрядной камеры. Катод (1), короткая стеклянная трубка (5) и полный цилиндрический анод (4) с разрезом вдоль образующей для наблюдения за пучком помещены в объем с регулируемым давлением. Фотографии пучка приведены на рис. 7, 8. Пучок, направленный по оси системы, дрейфовал внутри анода на расстояние до 30 см (рис. 7а). Пучок, отклоненный от оси, не высаживался на анод, а продолжал дрейфовать, отражаясь от внутренних стенок анода (рис. 7б, 8а). Если на выходе в полый цилиндрический анод пучок имел азимутальную составляющую скорости, траектория его была спиралью (рис. 8б). Все это указывает на возможность образования кольцевого скомпенсированного сгустка.

З а к л ю ч е н и е

Механизм развития разряда для коротких промежутков изучался в работах Месяца (см., например, ^{17/}). При макрополе на катоде $E \approx 10^6$ в/см за время ≈ 1 нсек возникает катодный факел, движущийся со скоростью $\approx 2 \cdot 10^6$ см/сек. Эмиссия электронов идет с поверхности факела в режиме 3/2, и полный ток растет при постоянном напряжении из-за увеличения площади факела и уменьшения расстояния до анода. При достижении катодным факелом анода возникает анодный факел, движущийся к катоду. В дальнейшем зажигается дуга в парах металла.

В нашем эксперименте $E \approx 10^6$ в/см, длина разрядного промежутка много больше радиуса факела и ток в начальной стадии разряда почти не зависит от размеров катодного факела. Полное сопротивление разрядного промежутка в этот момент времени складывается из сопротивления вакуумного зазора (диода), сопротивления катодного факела и сопротивления контакта факела с катодом. Первое намного превышает

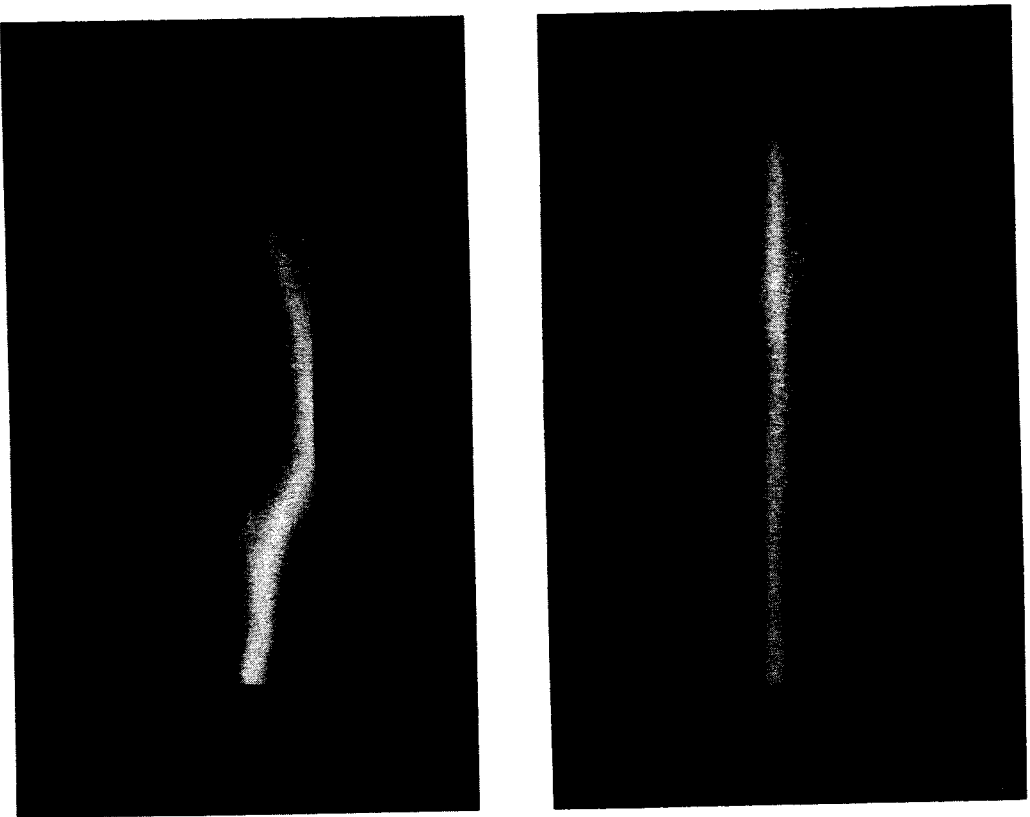


Рис. 7. Фотографии пучка, дрейфующего внутри цилиндрического анода.



Рис. 8. Фотографии пучка, дрейфующего внутри цилиндрического анода.

сопротивление факела. Контакт факела с катодом осуществляется при конечном градиенте плотности от $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ до $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (в ^{/7/} измерялись средняя плотность факела) и его сопротивление также должно быть малым. Таким образом, величина тока определяется эмиттирующей способностью факела и пропускной способностью трубки. Механизм прохождения электронного тока через длинную диэлектрическую трубку обсуждался в ^{/11/}. Два фактора препятствуют запирацию пучка:

1) неравномерная по длине и азимуту зарядка стенок трубки электронами;

2) положительный объемный заряд.

Непрерывная ионизация нейтрального газа энергетичными электронами, длина свободного пробега которых при $p \approx 10^{-2}$ торр много больше длины разрядного промежутка, ведет к увеличению плотности положительно заряженных ионов.

За время $l/p_0 \sigma v$ пространственный заряд электронного пучка будет скомпенсирован, пучок самосфокусируется и произойдет перераспределение потенциала по длине пучка, в результате чего основная разность потенциалов будет сосредоточена на длине порядка радиуса Дебая. При определенных условиях дебаевский слой эквивалентен вакуумному диоду с виртуальными анодом и катодом. Плотности ионного и электронного токов через слой ограничены пространственным зарядом. В этих условиях рост плотностей токов обусловлен уменьшением длины экранирования.

В дальнейшем происходит резкое увеличение скорости нарастания тока, которое связано, по-видимому, с началом ионизации нейтрального газа вторичными частицами.

Большая часть пучка может быть пропущена через отверстие в дисковом или длинном цилиндрическом аноде. Скомпенсированный пучок отражается от металлических препятствий. С помощью металлического экрана такой пучок может быть сформирован в замкнутый кольцевой сгусток.

В поперечном магнитном поле газосфокусированный пучок ведет себя аналогично электронному пучку в вакууме.

Основная доля тока в пучке обусловлена быстрыми электронами. Энергетический спектр электронов сравнительно узок. Максимум функции распределения по энергиям соответствует энергиям, несколько меньшим приложенного напряжения. Имеются электроны и ионы с энергией, превышающей напряжение на катоде.

Л и т е р а т у р а

1. W.T. Link, IEE Transactions on Nuclear Science, June 1967.
2. А.Б. Бойм, Э.М. Рейхрудель. ЖТФ т. XXXI, вып. 9, сентябрь 1961 г., стр. 1127.
3. А.И. Карчевский, В.Г. Аверин, В.Н. Безмельницын, ЖЭТФ, т. 58, вып. 4, 1970 г. стр. 1131.
4. Е.И. Луценко, Я.Б. Файнберг и др. ЖЭТФ, т. 57, вып. 5, 1969 г., стр. 1575.
5. Г.В. Долбилов, В.П. Саранцев, А.П. Сумбаев. Доклад на II Всесоюзной конференции по ускорителям заряженных частиц Москва, 1970.
6. G.S. Janes, R.H. Levy, H.A. Bethe and B.T. Feld. Phys.Rev., v. 145, No. 3, 1966, p. 925.
7. Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. Письма в ЖЭТФ, т. 13, вып. 1, 5 января 1971 г.
8. В.А. Годяк, Л.В. Дубовой, Г.Р. Заболоцкая. ЖЭТФ, т. 57, вып. 5, 1969, стр. 1755.
9. Е.И. Луценко, Я.Б. Файнберг, Н.С. Педенко, В.А. Васильчук. ЖТФ, т. X, вып. 3, 1970 г., стр. 529.

10. А.А. Плюто и др. Атомная энергия, т. 27, вып. 5, ноябрь 1969 г.
11. Г.В. Сливак, Е.Л. Столярова. ЖТФ, т. XX, вып. 5, 1950 г., стр. 501.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1971 года.