

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 25
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

А.В.Аржанников, В.С.Койдан

МИКРОСТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННОГО
ПУЧКА И ВОЛЬТАМПЕРНАЯ
ХАРАКТЕРИСТИКА РЕЛЯТИВИСТСКОГО
ДИОДА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ
ПОЛЕ

ПРЕПРИНТ 80 - 73



Новосибирск

МИКРОСТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
И ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ДИОДА В СИЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В.Аржанников, В.С.Койдан

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведено изучение микроструктуры релятивистского электронного пучка, генерируемого вакуумным диодом с графитовым катодом при напряженности электрического поля в зазоре $E_z \approx 10^6$ В/см и продольном магнитном поле $H_z \approx 40$ кЭ. Показано, что хорошая однородность пучка сохраняется вплоть до масштаба $\delta \leq 1$ мм, а возникающие при эмиссии с катода микронеоднородности распределения электронного тока с пространственным масштабом $\delta \leq 0,3$ мм сглаживаются за счет рассеяния электронов пучка в анодной фольге. Измерены вольтамперная характеристика диода и распределение плотности тока по радиусу пучка. Результаты этих измерений сравниваются с теоретическими расчетами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение генерации мощных релятивистских электронных пучков (РЭП) в вакуумных диодах с холодными катодами в сильном продольном магнитном поле представляет интерес в связи с различными применениями таких пучков, например: нагрев плазмы в прямых соленоидальных системах, генерация СВЧ-излучения, ускорение ионов и т.п. Работа холодных катодов основана на автоэлектронной [1] и (или) взрывной эмиссии [2] с микроострий на поверхности металла. Можно ожидать, что продольное магнитное поле будет "подчеркивать" неоднородность эмиссии с поверхности катода, если таковая имеется. (Указанием на возможность существования сильных неоднородностей в электронном потоке, связанных с неоднородностью эмиссии катода, могут служить результаты работы [3], полученные в отсутствие внешнего магнитного поля в диоде) Поскольку в различных экспериментах, например, при исследовании взаимодействия РЭП с плазмой, оказывается важной информация с локальной плотности электронного тока, то возникает необходимость в изучении пространственно-временной картины распределения электронного тока по сечению пучка с разрешением масштаба $0,1 \div 1$ мм. Необходимость регистрации микроструктуры электронного потока в диоде связана еще и с тем, что для корректного сравнения экспериментально измеренной зависимости величины тока от напряжения с теоретическими расчетами требуется, чтобы характерный пространственный масштаб неоднородностей в распределении электронного тока был много меньше зазора катод-анод.

Решения одномерной задачи о вольтамперной характеристике плоского релятивистского диода даны в работах [4-6] в виде степенных рядов. Эти решения получены в предположении, что имеется сильное продольное магнитное поле в диоде H_x ($H_x \gg H_\varphi$, где H_φ — собственное магнитное поле тока в диоде), и не учитывают того обстоятельства, что в плоском диоде значительный вклад в полный ток диода вносят электроны, движущиеся вблизи

границы пучка. Кроме того, для диодов с большой плотностью тока сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями существенно затруднено из-за возможности возникновения плазмы как на катоде, так и на аноде. Расширяясь от поверхности этих электродов, плазменные слои могут приводить к уменьшению эффективного зазора в диоде. К тому же плазменный слой на аноде может эмиттировать ионы, которые, заполняя диодный промежуток, могут изменить величину и распределение электронного тока диода. Лишь для диода с плавно увеличивающимся зазором задача о диодном токе с учетом собственного магнитного поля H_z как без ионов, так и при наличии бесконечной эмиссии их с анода решена в работах [7,8]. В работе [8] приведены также решения относящиеся к диоду, помещенному в сильное продольное магнитное поле. На эти решения мы и будем ориентироваться при анализе экспериментальных результатов.

2. Микроструктура электронного потока

Схема эксперимента представлена на рис.1. Катод диода изготовлен из мелкозернистого графита МПГ-6. Титановая фольга толщиной 6 мкм является анодом. Диаметр катода D_k и плавно нарастающий по радиусу r зазор катод-анод a выбирались из условия обеспечения распределения плотности тока по радиусу пучка, близкого к однородному, а также необходимого сопротивления диода. Изучались два варианта диода с приблизительно одинаковыми динамическими сопротивлениями, но с различными геометрическими размерами: 1) $D_k = 40$ мм, $a_0 = 10$ мм 2) $D_k = 20$ мм, $a_0 = 5$ мм (Здесь $a_0 = a(0)$ - зазор в центре диода.). Напряжение на зазоре катод-анод U_k регистрировалось емкостным делителем; ток катода I_k импульсным трансформатором тока. Полный ток пучка I_n за анодной фольгой измерялся с помощью безындуктивного шунта. Локальная плотность тока электронов в различных точках по сечению пучка определялась по токам на микроколлекторы, установленные за коллимирующими отверстиями. Диаметр этих отверстий варьировался в пределах $d = 0,3 \div 1,5$ мм. Регистрация всех сигналов осуществлялась на осциллографе 6 ЛОР-02М; полоса частот, передаваемых трактами регистрации, $\Delta f = 0 \div 400$ мГц. Давление остаточного газа в диоде и датчике локальной плотности тока $\leq 10^{-5}$ мм рт.ст. Эксперименты проведены при напряженности продольного магнитного поля в диоде $H_z = 42$ кЭ.

Измерения показывают (рис.2), что импульс тока пучка I_n за анодной фольгой по форме следует за напряжением на катоде U_k и практически совпадает с током электронов с катода ускорителя I_k (осцилляции на осциллограммах напряжения и токов определяются геометрией передающей линии от накопителя к диоду). При поддержании на одном уровне (с точностью $\leq 2\%$) зарядного напряжения на первичном накопителе ускорителя статистический разброс величины тока пучка от импульса к импульсу не

превышает 5 %. Регистрацией токов на коллекторы, расположенные за коллимирующими отверстиями диаметром

$d = 1,5$ мм, было установлено, что осциллограммы этих токов имеют форму, подобную осциллограмме полного тока пучка J_n , но флуктуации их амплитуды от импульса к импульсу больше. При этом плотность тока, вычисленная из локальных измерений тока электронов, оказывается довольно близкой к значению средней плотности тока пучка, полученной из отношения тока пучка к площади его сечения. При уменьшении диаметра коллиматора до $d = 0,3$ мм значение локальной плотности тока, вычисленное по току на коллектор, оставалось тем же, что и для $d = 1$ мм, однако, флуктуации тока электронов, проходящего через эти отверстия, возрастали еще в большей мере. Зависимость от

отношения среднеквадратичного отклонения тока на коллектор $\Delta J = \left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^5 (J_i - \bar{J})^2 \right)^{1/2}$ к среднему значению этого тока от площади отверстия коллиматора

$\bar{J} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 J_i$, за которым проводится регистрация локального тока электронов, представлена на рис.3а. Эта величина вычислялась по пяти последовательным срабатываниям ускорителя. За наибольший масштаб принята вся площадь поперечного сечения пучка $S_k = \frac{\pi}{4} D_k^2$.

В указанных выше экспериментах отношение радиуса коллиматора $\frac{d}{2}$ к его длине b удовлетворяло условию $\psi = \frac{d}{2b} \approx 0,5$. Зависимость локального тока на коллектор от длины коллиматора, т.е. от параметра $\psi = \frac{d}{2b}$, была измерена при $d = 0,3$ мм. Эта зависимость представлена на рис.3б. Здесь \bar{J} — результат усреднения сигналов, зарегистрированных одновременно с пяти коллекторов при одном срабатывании ускорителя. Один из коллекторов был размещен в центре, а четыре других — симметрично по окружности с радиусом $r = 0,5$ см. Осциллограммы сигналов с этих 4-х коллекторов приведены на рис.2. Видно, что даже при наименьшем диаметре коллимирующих отверстий ($d = 0,3$ мм) осциллограммы токов на коллекторы по форме подобны осциллограмме полного тока пучка. Все осциллограммы микротоков начинаются

одновременно, в течение ~ 30 нс имеют приблизительно постоянный уровень и затем сравнительно монотонно спадают со временем. Осциллограммы различаются лишь по амплитуде сигналов и длительности спадающей части импульса тока.

Полученные зависимости локального тока электронов от площади и длины коллиматора могут быть объяснены следующим образом. Для обеспечения плотности тока автоэлектронной эмиссии $j_e \gg (10^3 - 10^4) \frac{A}{cm^2}$

необходимо усиление средней напряженности электрического поля $E_0 = 10^6 \frac{V}{cm}$ на микронеровностях катода в фактор $M \approx 10^2$ раз (см., например, /9/). Изучение поверхности графитового катода под микроскопом показало, что она имеет микровыступы различного масштаба. Наибольший масштаб в структуре неровностей на поверхности катода составляет несколько десятков микрон, и эти неровности довольно равномерно покрывают поверхность. (Поверхность катода обрабатывалась микроабразивной бумагой; размер зерен абразивного материала ~ 20 мкм). На фоне этих сравнительно больших неровностей существует более мелкая структура микровыступов, характерный размер которых имеет значение несколько мкм. Наличие на поверхности графита такой микроструктуры может обеспечить необходимый фактор усиления электрического поля. Исходя из этих предпосылок, рассмотрим простую модель острейного эмиттера. Пусть отдельные эмиттеры имеют точечный размер и дают одинаковый микроток i , а число их n на единице площади флуктуирует от выстрела к выстрелу. Тогда ток электронов J в заданном сечении S определится через число эмиттеров на этой площадке $N = nS$ в виде $J = N \cdot i = nS \cdot i$.

Отношение среднеквадратичного отклонения ΔJ к среднему значению \bar{J} в этом случае может быть представлено следующим образом:

$$\frac{\Delta J}{\bar{J}}(S) = \frac{1}{(\bar{n})^{1/2}} S^{1/2} \quad (1)$$

Определим \bar{n} , ориентируясь на зависимость $\frac{\Delta j}{j}$ от S , полученную в эксперименте. Если учесть, что в эксперименте величина $\frac{\Delta j}{j}$ при больших площадях ($S \sim 10^1 \text{ см}^2$) не связана с флуктуациями плотности эмиттирующих центров, и вычесть её из значений при $S \leq 10^{-2} \text{ см}^2$, то наблюдаемая зависимость $\frac{\Delta j}{j}(S)$ довольно хорошо соответствует функции $\frac{\Delta j}{j} \sim S^{-\frac{1}{2}}$. При этом константа \bar{n} (поверхностная плотность эмиттирующих центров) имеет значение $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Отсюда можно оценить характерный масштаб δ , на котором должны отстоять друг от друга такие эмиттеры: $\delta \sim \frac{1}{\bar{n}} \approx 40 \text{ мкм}$. Применяемый катод может обеспечивать такую плотность покрытия поверхности микроостриями. Это, по-видимому, и является причиной того, что разброс $\frac{\Delta j}{j}$ (см. рис. 3а) существенно нарастает лишь при $S \leq 10^{-3} \text{ см}^2$.

Отметим, что еще меньший пространственный масштаб в распределении тока электронов по сечению пучка можно выделить в наших экспериментальных условиях лишь за счет отсекаания электронов с большими углами рассеяния. Действительно, в магнитном поле $H_z = 42 \text{ кЭ}$ при угловом разбросе электронов $(\theta_c^2)^{\frac{1}{2}} \approx 10^\circ$ характерный ларморовский радиус имеет значение $\rho_H \approx 0,15 \text{ мм}$. (Такой угловой разброс электроны набирают из-за рассеяния в титановой фольге толщиной 6 мкм, а также непараллельности E и H в диоде и излома магнитной силовой линии на фольге). Поэтому даже точечный эмиттер на катоде дает в плоскости регистрации за анодной фольгой плавное распределение плотности тока с полушириной

$$2\rho_H \approx 0,3 \text{ мм.}$$

Наблюдаемая в эксперименте зависимость локального тока электронов j от длины коллиматора b (см. рис. 3б) подтверждает наличие указанного выше углового разброса пучка. При $\psi = \frac{d}{2b} \approx \frac{1}{2} (\theta_c^2)^{\frac{1}{2}} \approx 0,16$ и угле прокручивания в магнитном поле на длине коллиматора $\psi = \frac{\omega_H b}{v \cdot \cos \theta_c} \leq \frac{\pi}{2}$, где $\omega_H = \frac{eH_z}{mc}$, зависимость тока от длины коллиматора слабая; лишь при

$\psi < 0,16$ и $\psi > \frac{\pi}{2}$, когда замагниченность электронов при движении в отверстии становится существенной, наблюдается резкий спад при увеличении длины коллиматора. В последнем случае резко нарастают (до 50%) флуктуации токов на коллекторы.

Проведенные с помощью ЭВМ модельные расчеты ослабления коллиматором (при $d = 0,3 \text{ мм}$ и $\psi = \frac{\pi}{2}$) однородного потока электронов с различным угловым разбросом дали следующие результаты: при $(\theta_c^2)^{\frac{1}{2}} = 10^\circ$ поток за отверстием составляет менее половины от попадающего на вход, а при $(\theta_c^2)^{\frac{1}{2}} = 15^\circ$ его величина уже менее одной трети. Этот результат находится в разумном согласии с наблюдаемым в эксперименте ослаблением тока за коллиматором с ростом его длины. В рамках рассмотренной выше модели одинаковых точечных эмиттеров сильное нарастание разброса в токах на коллекторы при $\frac{d}{2b} \leq \frac{1}{2} (\theta_c^2)^{\frac{1}{2}} = 0,16$ означает, что число эмиттеров на площадке диаметром 300 мкм может быть не более десяти.

Таким образом, эти эксперименты позволили определить пространственную микроструктуру электронного потока, генерируемого холодным катодом из графита в сильном магнитном поле (до 42 кЭ).

Остановимся кратко на вопросе о механизме эмиссии такого катода. Если предполагать, что ток в диаметре 0,3 мм обеспечивается эмиссией всего лишь с одного-двух микровыступов диаметром несколько мкм, то эмиссия должна быть взрывной [2]; если же на этой площади эмиттируют хотя бы 10 таких микровыступов, то эмиссия может носить чисто автоэлектронный характер. Осциллограммы токов на коллекторы, расположенные за микроотверстиями, свидетельствуют о том, что нет существенного различия во времени появления тока в различных точках по сечению пучка (см. рис. 2.). Это могло бы указать на то, что эмиссия носит автоэлектронный характер. Однако, если электрическое поле у вершины острия $E \geq 10^8 \text{ В/см}$ и плотность тока эмиссии $j \geq 10^9 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$, то время задержки взры-

ва острия не превышает 1 нс (см./2/). Следовательно, запаздывания взрывной эмиссии также может и не быть.

3. Вольтамперная характеристика диода.

Эксперименты показали, что поток электронов, генерируемый графитовым катодом, сохраняет хорошую однородность до характерного пространственного масштаба ≤ 1 мм. Поскольку масштаб неоднородностей в микроструктуре электронного потока имеет значение много меньше, чем зазор катод-анод ($\delta \leq 0,3$ мм $\ll a_0 = 5-10$ мм), то сравнение измеренных в эксперименте величины тока электронов и его распределения по радиусу пучка с теоретическими расчетами представляется корректным.

Распределение плотности электронного тока по радиусу пучка было измерено с помощью описанного выше датчика локальной плотности тока. В случае меньшего диаметра катода ($D_k = 2$ см, $a_0 = 0,5$ см) применялся датчик с коллимирующими отверстиями диаметром 1 мм, а при

$D_k = 4$ см, $a_0 = 1$ см регистрации электронного тока велась цилиндрами Фарадея за коллиматорами диаметром 1,5 мм. Измеренные распределения плотности тока представлены на рис.4. Здесь же пунктирной линией проведена зависимость зазора анод-катод a от радиуса r . Непрерывной линией показано распределение плотности тока по радиусу, которое было бы, если бы оно подчинялось приближению плоского диода, т.е. $j \propto \frac{1}{a^2(r)}$ (см. /8/). Видно, что наблюдаемое в эксперименте распределение плотности тока отличается от этой зависимости, что, по-видимому, связано с краевыми эффектами в пучке. Так, для диаметра катода $D_k = 2$ см (рис.4,б) функция $j \propto a^{-2}(r)$ является монотонно-спадающей, а регистрируемое распределение имеет подъем при $r \approx 0,7$ см. В центральной же области пучка (при $r \ll a_0$) наблюдается хорошее согласие экспериментально измеренной величины плотности тока с теоретическим значением, которое получено в работе /8/ для случая, когда диод помещен в сильное продольное

магнитное поле. Решение на ЭВМ задачи о распределении электронного тока по радиусу диода* дает полосу значений плотности тока, довольно близких к экспериментальным точкам (результат численного счета на рис.4б нанесен вертикальной штриховкой). Следовательно, результат численного счета подтверждает предположение о существенном влиянии близости границы пучка на распределение электронного тока при $r > a_0$ в диодах с указанной на рис.4 геометрией.

Отметим, что приведенные на рис.4 распределения плотности тока соответствуют моменту времени $t = 10$ нс от начала импульса напряжения на катоде. С течением же времени напряжение на катоде снижается, и плотность тока в каждой точке также уменьшается, однако, характер распределения ее по радиусу остается подобным тому, что изображен на рисунках 4а,б.

Таким образом, результаты измерений показывают, что выбранная геометрия диодов обеспечивает генерацию довольно однородных по сечению пучков, которые имеют достаточно резкую границу. Такой профиль плотности тока пучка желателен в экспериментах по инжекции пучка в плазму для упрощения анализа экспериментальных данных.

Так как в процессе разряда емкостного накопителя ускорителя напряжение на диоде с течением времени спадает, а вместе с напряжением соответственно уменьшается и ток пучка (см. осциллограммы на рис.2), то это позволяет построить вольтамперную характеристику диода. Зависимость тока пучка от диодного напряжения определялась по осциллограммам напряжения на катоде U_k и тока пучка за анодной фольгой I_n при $t \geq 10$ нс. При определении напряжения на зазоре катод-анод по осциллограмме сигнала с емкостного датчика учитывалось индуктивное падение напряжения на отрезке передающей линии катододержателя. Индуктивность этого отрезка определялась из измерений в режиме закороченного диодного промежутка.

Поскольку измеренное относительное распределение

* Расчеты выполнены А.Т.Астрелиным по программе, описанной в работе /10/.

плотности тока электронов по радиусу пучка при различных напряжениях оказалось одинаковым, то можно предположить, что зарегистрированная зависимость тока пучка от напряжения может быть представлена в виде:

$$j_n = \frac{m c^3}{2 e} f(U_k) \cdot \Gamma(D_k, a(z)), \quad (2)$$

где $f(U_k)$ — функция только напряжения на диоде, а $\Gamma(D_k, a(z))$ — геометрический фактор — число, которое определяется только геометрией диодного промежутка. Тогда для сравнения экспериментально измеренной зависимости тока диода от напряжения с результатами теоретической работы /8/ достаточно пронормировать величину зарегистрированного тока, умножив ее на постоянный множитель α , причем $\alpha^{-1} = \Gamma(D_k, a(z))$. Множитель α , вообще говоря, по аналогии с плоским диодом может быть оценен по формуле:

$$\alpha^{-1} = \Gamma(D_k, a(z)) = \int_0^{\frac{D_k}{2}} \frac{j(z) z dz}{j(0) \cdot a_0^2} = \frac{J_n}{j(0) \cdot \pi a_0^2} \quad (3)$$

что в нашем случае для двух различных катодов дает значение $\alpha^{-1} \approx 4-6$. Однако вычислить аналитически его точное значение не представляется возможным. Величина этого множителя подбиралась из условия совпадения при

$U_k = 1$ МВ ($t = 10$ нс) пронормированного экспериментального значения тока $J_n \cdot \alpha$ с результатом расчетов работы /8/ для чисто электронного диода (непрерывная линия на рис.5). Основанием для такой процедуры является совпадение в центральной области сечения пучка измеренной плотности тока с результатом расчетов работы /8/ для электронного диода в сильном магнитном поле (см.рис.4). Пронормированная таким способом экспериментальная зависимость J_n от U_k приведена на рис.5. Штриховой линией на этом рисунке изображена зависимость электронного тока в диоде от напряжения, которая получена

в работе /8/ при условии, что плазма, которая может возникать у анодной фольги, обеспечивает бесконечную эмиссию ионов с анода.

Из рис.5 видно, что, если вначале величина тока близка к теоретическому значению для электронного диода, то с течением времени (это соответствует уменьшению напряжения) она все более приближается к линии, описывающей диод с ионами. Для диода с плотностью тока $j \approx 6$ кА/см² ($D_k = 2,0$ см, $a_0 = 0,5$ см) переход на ветвь с ионами наступает через $t \approx 40$ нс после начала импульса напряжения (на рис.5 этому соответствует $U_k = 0,45$ МВ), а для диода с

$j \approx 1,5$ кА/см² ($D_k = 4,0$ см, $a_0 = 1,0$ см) лишь при $t \approx 50$ нс ($U_k \approx 0,2$ МВ). Более наглядно это представлено на рис.6. Здесь для каждого момента времени взято отношение пронормированного значения тока

$J_n \cdot \alpha$ к величине тока, которая следует из теоретического выражения для диода без ионов при подстановке соответствующего напряжения на катоде (линия $g(U_k)$ принята за единицу). Можно, конечно, предположить, что отклонение экспериментально измеренной зависимости тока от напряжения от линии $g(U_k)$ связано с уменьшением эффективного зазора в диоде $a(t)$ при расширении плазменного катодного слоя. В этом случае функция

$\alpha = \frac{J_n \cdot \alpha}{g}$ будет зависеть от времени следующим образом: $\alpha(t) = \left(\frac{a_0}{a(t)}\right)^2$, и скорость движения фронта v этого слоя может быть определена из следующего соотношения:

$$v = -\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (a_0 \alpha^{-\frac{1}{2}}) = \frac{a_0}{2} \alpha^{\frac{3}{2}} \frac{\partial \alpha}{\partial t} \quad (4)$$

Для нашего случая это дает величину скорости: $v \approx 5 \cdot 10^6$ см/сек. Полученное значение вполне удовлетворительно согласуется с оценкой скорости адиабатического разлета катодной плазмы (см./2/). Относительное изменение сопротивления диодного промежутка при расширении плазмы от поверхности катода также нанесено на рис.6.

Из рисунка видно, что при $t \approx 40$ нс для зазора в диоде $a_0 = 0,5$ см линия, описывающая поведение сопротивления диодного промежутка при расширении прикатодной плазмы с постоянной скоростью, оказывается существенно выше экспериментальных точек. В этой связи следует либо предполагать резкое замедление плазмы при $t \approx 40$ нс., либо совсем отказаться от такого объяснения экспериментальных результатов и обратиться к теоретической модели, описывающей диод с фиксированным зазором при наличии эмиссии ионов из прианодной плазмы. То, что экспериментальные точки на рис.6 с течением времени вначале приближаются к линии, описывающей диод с ионами, а затем с ростом t остаются вблизи нее, дает основание считать последнее объяснение более предпочтительным.

Таким образом, проведенные эксперименты позволяют сделать следующие выводы:

Холодный катод из графита при средней напряженности электрического поля в диоде $E_x \approx 10^6$ В/см обеспечивает хорошую однородность генерируемого электронного пучка в магнитных полях до $H_x = 40$ кЭ. Возникающие при эмиссии с катода микронеоднородности электронного тока на характерном пространственном масштабе $\delta \leq 0,3$ мм в значительной мере могут быть сглажены за счет углового разброса электронов, приобретаемого ими при пересечении даже очень тонкой анодной фольги.

В сильном магнитном поле относительное распределение плотности электронного тока по радиусу пучка в случае релятивистских значений напряжения на катоде ($U_k = 0,1-1$ МВ), определяется геометрией диодного промежутка и не зависит от величины этого напряжения. При этом для диода с геометрией, не слишком отличающейся от плоской, величина плотности тока вблизи центра пучка при $7 \leq t \leq 15$ нс соответствует результатам теоретических расчетов для электронного диода, которые применимы лишь в случае бесконечной эмиссионной способности поверхности катода.

При плотности тока $j = 10^3 + 10^4 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$ сопротив-

ление вакуумного диода в сильном магнитном поле с течением времени уменьшается; при этом, чем больше плотность тока, тем быстрее это происходит.

Авторы искренне признательны Д.Д.Рютову за ряд предложений по постановке эксперимента и интерпретации результатов, В.Т.Астрелину за расчеты распределения электронного тока по радиусу пучка, В.М.Федорову за дискуссии, стимулировавшие проведение описанных экспериментов.

Л и т е р а т у р а :

1. М.И.Елинсон, Г.Ф.Васильев. Автоэлектронная эмиссия, М., Физматгиз, 1958.
2. С.П.Бугаев, Е.А.Литвинов, Г.А.Месяц, Д.И.Проскуровский УФН, 115, 101 (1975).
3. С.П.Бугаев, Ф.Я.Загулов, Е.А.Литвинов, Г.А.Месяц. ЖТФ, 43, вып.3, 611 (1973).
4. Г.Ф.Иви. В сб. Проблемы современной физики, вып.6, 23 (1956).
5. J. E. Voets, D. Kellez. J. Appl. Phys., 40, 2409 (1969).
6. Н.Е.Белов. ЖТФ, 48, вып.1, 119 (1978).
7. Б.Н.Брейзман, Д.Д.Рютов. ДАН СССР, 225, 1308 (1975).
8. Б.Н.Брейзман, Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Препринт ИЯФ 77-120, 1977. Известия высших учебных заведений, Физика, № 10, 7 (1979).
9. Таблицы физических величин. Справочник под ред. И.К.Кикоина, М., Атомиздат, 1976, стр.461.
10. В.Т.Астрелин, В.Я.Иванов. Доклад на Всесоюзной конф. "Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ", Новосибирск, 1979.

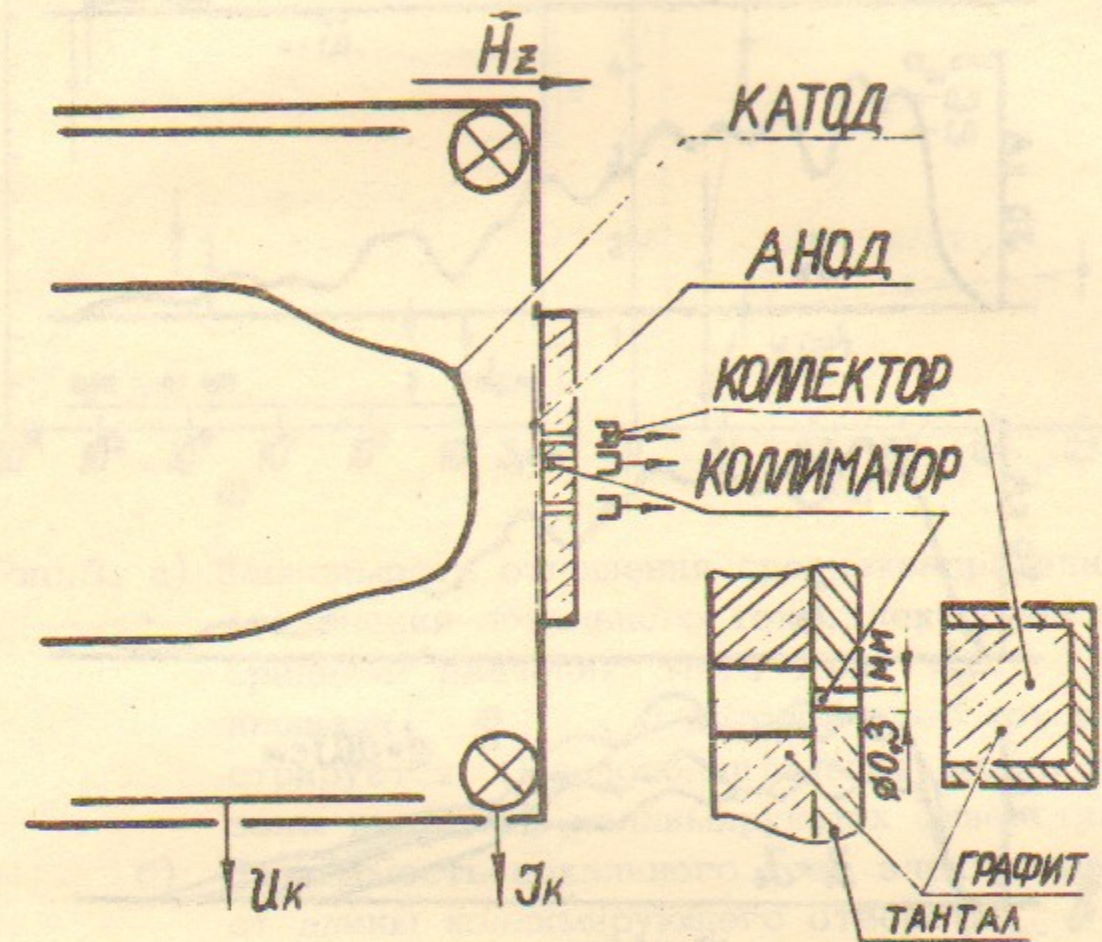


Рис.1. Схема эксперимента по изучению реляти-
вистского диода в сильном магнитном поле.

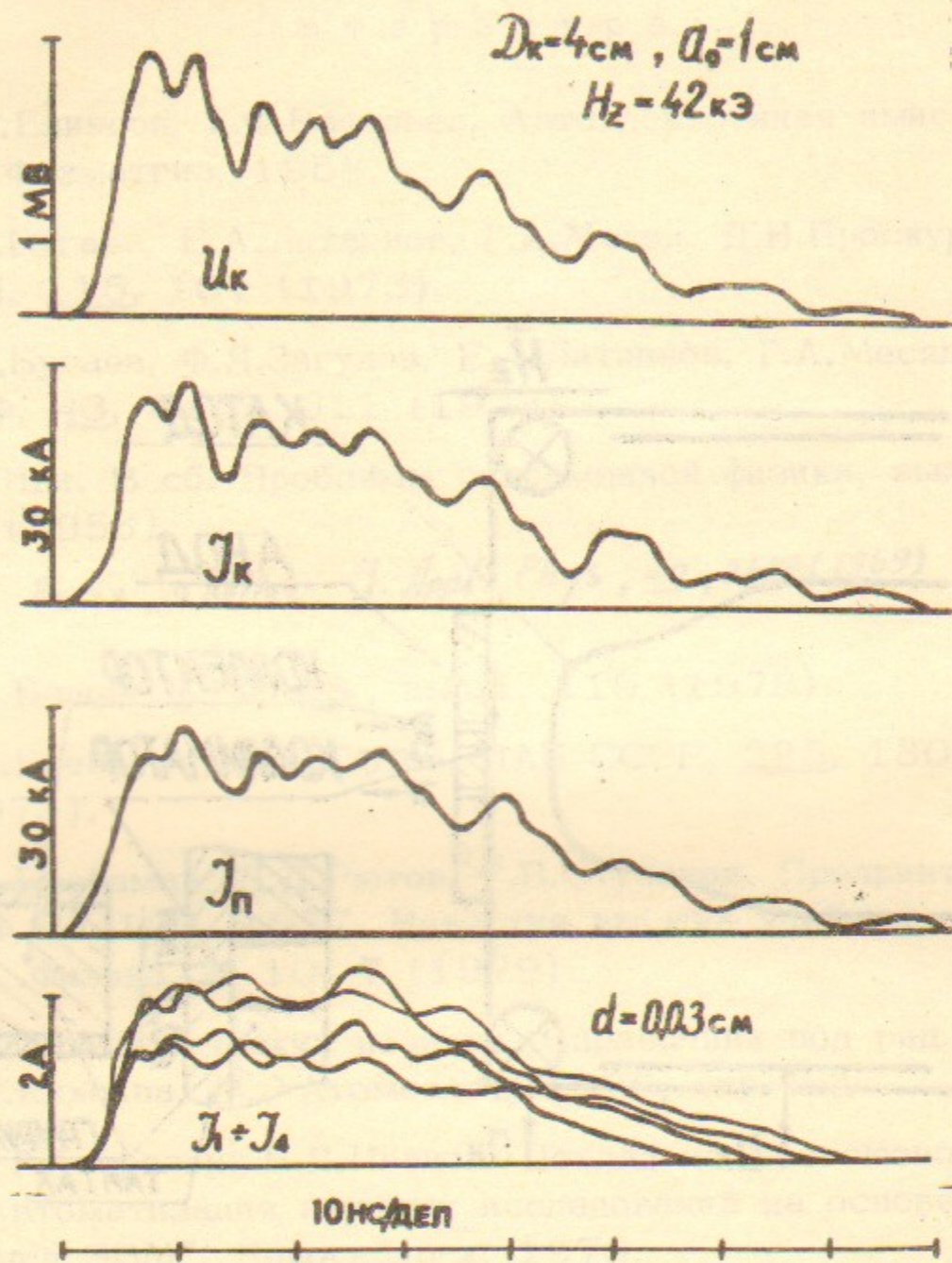


Рис.2. Осциллограммы, характеризующие работу диода:

U_k — напряжение на катоде, I_k — ток катода, I_n — ток пучка за анодной фольгой,

I_1, I_4 — токи электронов за коллимирующими отверстиями, расположенными на расстоянии 0,5 см от центра на взаимноперпендикулярных диаметрах. Толщина анодной фольги из титана — $\chi_{Ti} = 6$ мкм, отношение радиуса коллиматоров $\frac{1}{2}d$ к их длине l —

$$\psi = \frac{d}{2l} = 0,5.$$

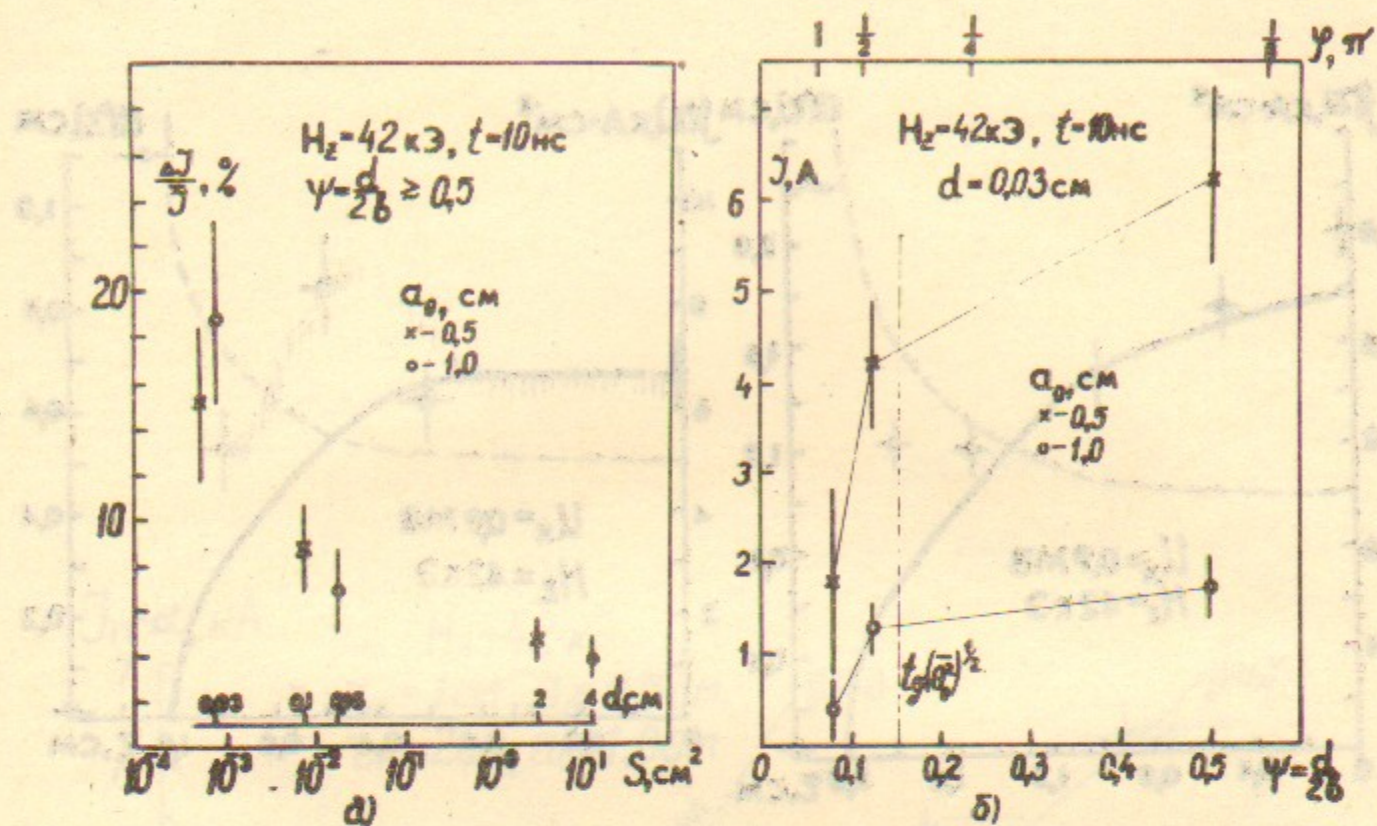


Рис.3. а) Зависимость отношения среднеквадратичного отклонения локального тока электронов к среднему значению этого тока $\frac{\Delta J}{J}$ от площади S , с которой этот ток регистрируется. (На дополнительной шкале указаны диаметры коллимирующих отверстий d). б) Зависимость локального тока электронов J от длины коллимирующего отверстия l при неизменном его диаметре $d = 0.03$ см.

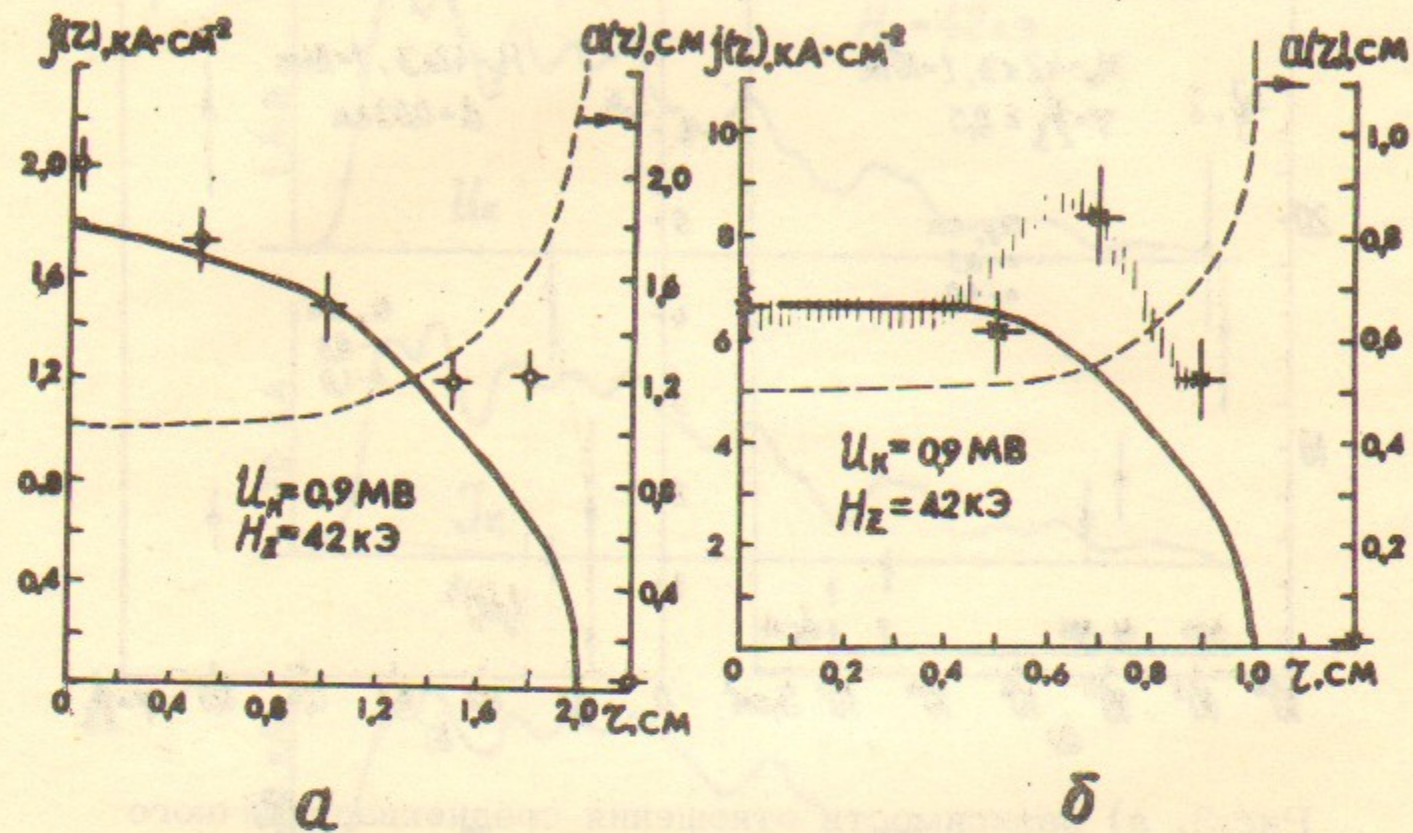


Рис.4. Распределение плотности тока электронов по радиусу пучка.

- а) $D_k = 4$ см, $a_0 = 1$ см;
 б) $D_k = 2$ см, $a_0 = 0,5$ см.

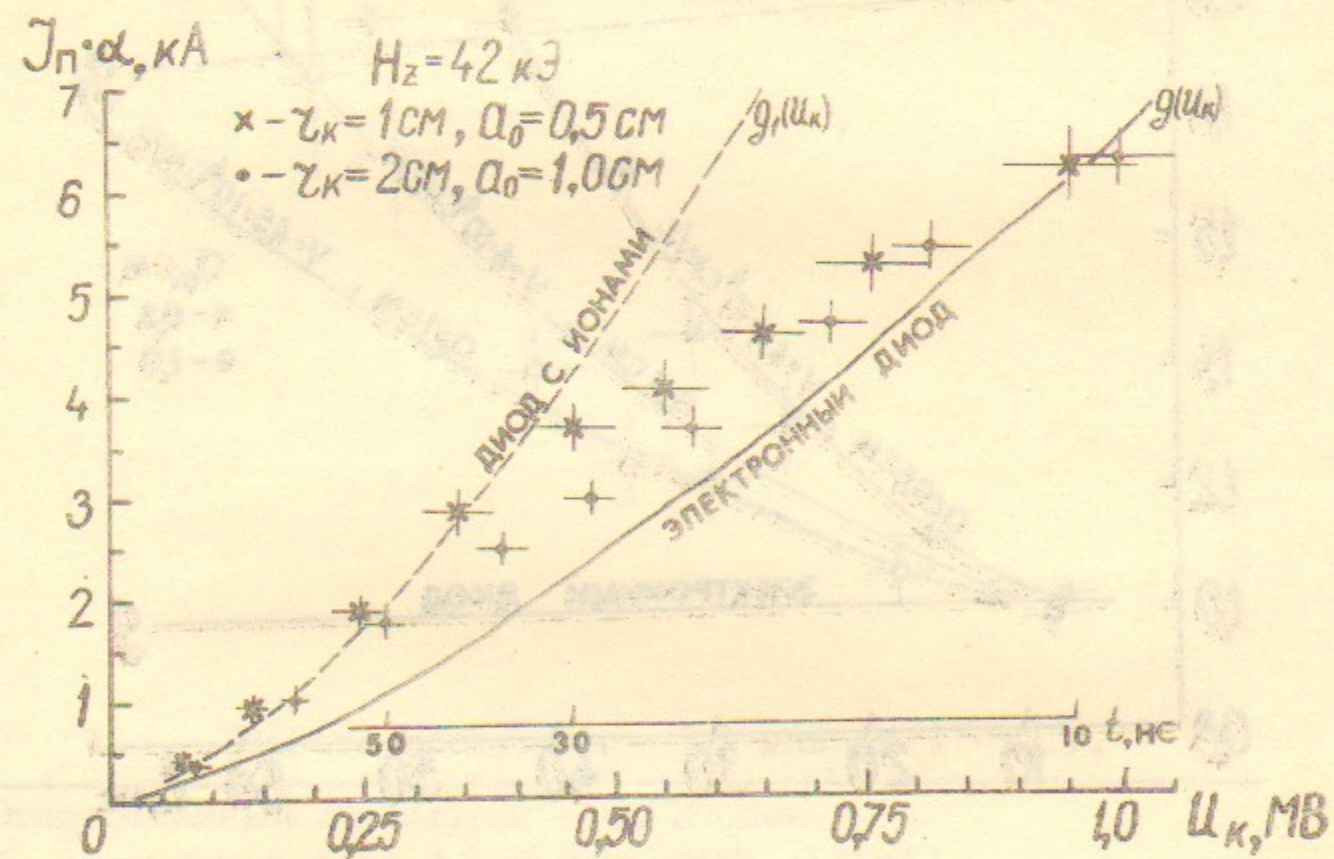


Рис.5. Вольтамперная характеристика релятивистского диода в сильном магнитном поле. (Масштаб времени приближенный и нанесен для наглядности).

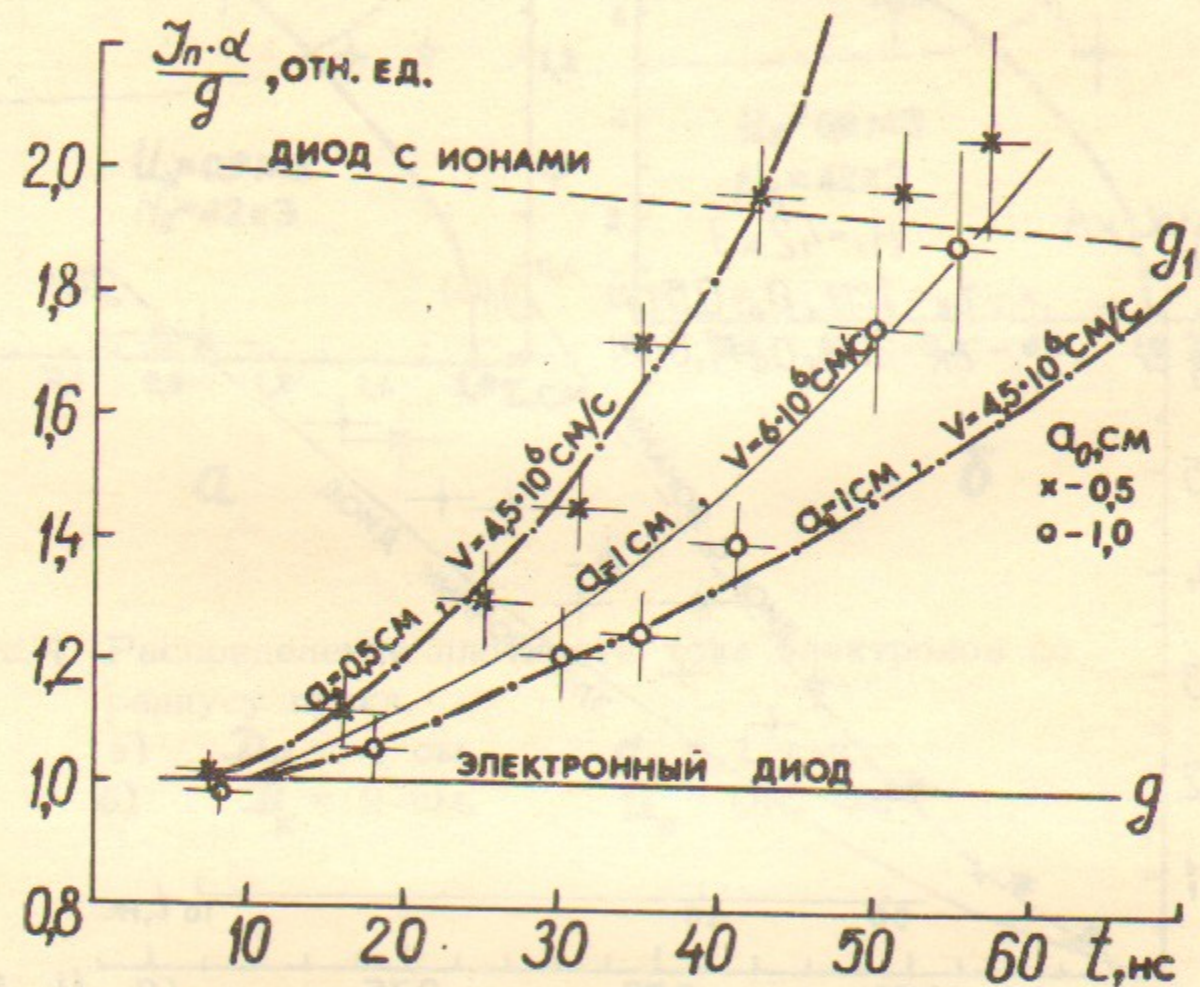


Рис.6. Изменение сопротивления диодного промежутка во времени.

Работа поступила - 18 января 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати 12.Ш.80г. МН 07063
 Усл. 1,3 печ.л., 1,1 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 73

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР