

СЗ45 Н
Д-64

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



20/Г-75
P9 - 8182

193/2-75

Г.В.Долбилов, В.И.Кошелев, А.П.Сумбаев

ВАКУУМНЫЙ ДИОД
СО ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

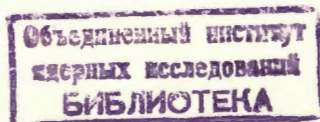
1974

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

P9 - 8182

Г.В.Долбилов, В.И.Кошелев, А.П.Сумбаев

ВАКУУМНЫЙ ДИОД
СО ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ



В последнее время холодные катоды широко используются в физике плазмы и ускорительной технике для получения сильноточных пучков быстрых электронов. Исследованию механизма работы холодных катодов посвящены труды многих лабораторий и коллективов. Однако из-за многообразия рабочих режимов холодных катодов, генерирующих мощные пучки электронов, многие особенности работы вакуумных диодов до сих пор остаются малоисследованными. В данной работе исследуются энергетические параметры электронов, эмиттированных с катода со взрывной эмиссией, и измеряется скорость коммутации вакуумного промежутка катод-анод. Изучение этих характеристик было вызвано поиском возможности использования холодного катода в качестве источника электронов для сильноточного ускорителя СИЛУНД /1/ *.

Известны два основных режима работы холодных катодов: режим автоэмиссии и режим взрывной эмиссии катодных факелов. Режим автоэмиссии реализуется при формировании у катодной поверхности электрических полей, снижающих потенциальный поверхностный барьер и обеспечивающих выход электронов из металла.

При увеличении плотности тока, отбираемого с катода, пространственный заряд электронов экранирует поле у катода, уменьшая его напряженность и ограничивая эмиссию. В этом случае плотность тока плоского вакуумного диода определяется через приложенное к катоду напряжение U_k и межэлектродное расстояние d посредством уравнения Чайльда-Ленгмюра /закон "3/2"/:

$$j_{\infty} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_k^{3/2}}{d^2} . \quad /1/$$

* Работа выполнена в 1971 году.

Здесь ϵ_0 - диэлектрическая постоянная, e , m - заряд и масса электрона.

При переходе к острейшему автоэммиттеру принимается ^{/2/}, что фактор d в первом приближении равен радиусу острия r_k и что эмиссия острейшего автокатода происходит с площади $\sim r_k^2$ поэтому абсолютные значения токов одного острия в режиме автоэмиссии определяются выражением $I = j_\infty \cdot d^2$. В работе ^{/3/} уравнение Чайльда-Лэнгмюра обобщается для релятивистских острейших катодов:

$$I = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} U_k^{3/2} \left[1 - \frac{3}{28} \frac{eU_k}{mc^2} \right] \quad (\text{для } eU_k \ll mc^2) \quad /2/$$

$$I = 2\epsilon_0 c U_k \quad (\text{для } eU_k \gg mc^2). \quad /3/$$

Вследствие компенсирующего влияния пространственного заряда работа автоэмиссионного острейшего диода в режиме ограничения тока пространственным зарядом отличается хорошей стабильностью.

В работах ^{/4-7/} показано, что при подаче на острейший катод мощных импульсов высокого напряжения с короткими фронтами характер эмиссии резко меняется. Микронеоднородности на поверхности катода значительно усиливают напряженность электрического поля и плотность тока с отдельных микровыступов превышает величину $10^9 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, что приводит к взрывообразному испарению микровыступов и образованию на поверхности катода плазменных сгустков с плотностью частиц $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Плазменные сгустки получили название катодных факелов /КФ/. С поверхности КФ, расширяющейся со скоростью $v_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, отбирается электронный ток. При этом токопрохождение в диоде определяется модифицированным законом ^{3/2} для сближающихся электродов в зависимости от времени t следующим образом ^{/7/}:

$$I(t) = 2,33 \cdot 10^{-6} U_k^{3/2} (t) \pi \cdot \gamma^2 \cdot k(\gamma). \quad /4/$$

Здесь $\gamma = \frac{v_0 t}{d - v_0 t}$, $k(\gamma) > 1$ - поправка, учитывающая

действие поля в случае ограниченной эмиссионной поверхности.

Исследования, выполненные в работах ^{/8,9/}, показали, что в процессе развития вакуумного пробоя из острия формируется плотная струя электронов. Коллективные взаимодействия электронов с катодной плазмой приводят к ускорению ионов плазмы в различных стадиях пробоя. В работе ^{/8/} в процессе изучения ускорения ионов катодного материала измеренные скорости нарастания тока составили $3 \div 4 \cdot 10^{11} \text{ А} \cdot \text{сек}^{-1}$, что, по мнению авторов, объясняется аномально быстрым расширением плазмы. Оценочная величина скорости закорачивания промежутка плазмой при этом составила более $10^7 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Экспериментальная установка

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Установка состояла из генератора импульсного высокого напряжения и вакуумной камеры с катодным и анодным узлами. Генератор импульсных напряжений собран по схеме умножения Аркадьева-Маркса из конденсаторов ИМН 100-0,1 / $C_0 = 10^{-7} \text{ Ф}$ /, которые заряжались через зарядные сопротивления $R_3 = 300 \text{ кОм}$, $R_0 = 1 \text{ кОм}$ до напряжения 60-80 кВ. Запуск генератора производился при помощи управляемого разрядника тригatronного типа P_1 , установленного в первой ступени. Разрядник поджигался отрицательным импульсом от триatronа ТГИ1-325/16. Межкаскадные разрядники P_2 , P_3 , P_4 открытого исполнения располагались таким образом, что в процессе срабатывания последовательно подсвечивали друг друга. Для сокращения времени срабатывания разрядники второй и третьей ступеней P_2 , P_3 имели поджигающие электроды, на которые через ограничивающие сопротивления R_{II} подавался импульс разности потенциалов, возникающий на разрядном сопротивлении предыдущей ступени. С целью уменьшения длительности фронта импульса на выходе генератора подключался обостряющий разрядник P_5 , работающий в атмосфере азота под давлением 10 амм. Для ограничения длительности импульса

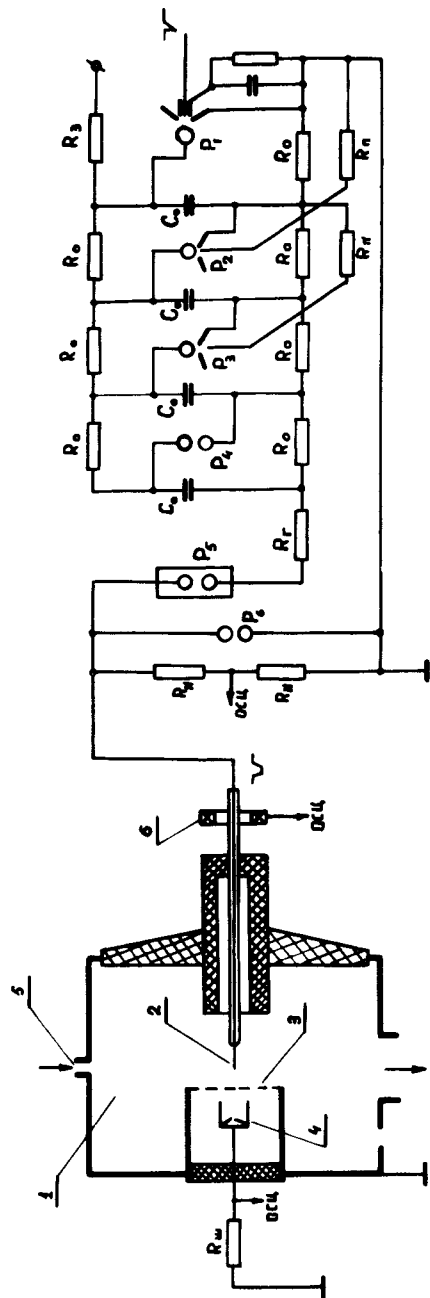


Рис. 1

напряжения до 30-20 нсек использовался шунтирующий разрядник P_6 , включенный параллельно нагрузке. Импульс напряжения на выходе генератора контролировался активным делителем $R_H/R_{II} = 10^3$. При индуктивности разрядного контура $L \sim 3 \cdot 10^{-6}$ Гц и сопротивлении нагрузки $R_H = 200$ Ом длительность фронта выходного импульса напряжения составляла около 30 нсек /рис.2 - развертка 50 нсек/см/.

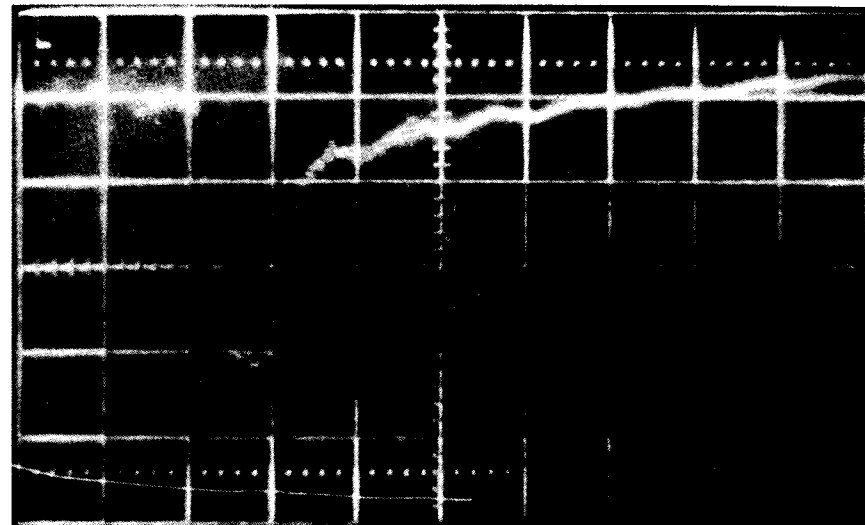


Рис. 2

С целью уменьшения остаточного напряжения на катоде после срабатывания шунтирующего разрядника P_6 в цепь разрядного контура включено гасящее сопротивление $R_{Г}$.

Вакуумная камера 1 из нержавеющей стали имела габариты: $\phi = 400$ мм и $l = 400$ мм. Катодный узел представлял собой катод 2, введенный внутрь камеры через проходной изолятор из оргстекла. В качестве катода в экспериментах использовались вольфрамовые острия с радиусом закругления $\sim 0,05$ мм и углом заострения 8° . На расстоянии 0,5-5 см от катода устанавливался анод 3 - сетка из нержавеющей стали с коэффициентом

прозрачности 0,6. За анодом был расположен коллектор 4 - цилиндр Фарадея диаметром 5 см.

При помощи натекателя 5 давление в камере устанавливалось в пределах от 1 до $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. Установка откачивалась паромасляным насосом без вымораживания паров.

Сигнал тока электронов, прошедших за сетчатый анод (I_k), регистрировался при помощи малоиндуктивных шунтов $R_{ш} = 0,1 - 1,0$ Ом. Полный ток катода ($I_{п}$) измерялся при помощи пояса Роговского 6.

Измерение энергетического спектра электронов эмиссии катодных факелов производилось с помощью электростатического анализатора Юза-Рожанского, который пристыковывался к камере 1 со стороны анода. Из анализа уравнений движения электронов в поле цилиндрического конденсатора анализатора /10/ видно, что разрешающая способность анализатора определяется геометрическими размерами входных диафрагм и отклоняющих пластин. Система входных диафрагм позволяла пропускать в анализатор лишь незначительную часть пучка /~100 мА/, так что искажением поля конденсатора пространственным зарядом пучка и его влиянием на положение фокуса можно было пренебречь. При этом разрешающая способность анализатора по энергии составила 6%. В режиме неустойчивого токоотбора в диоде заряд коллектора анализатора измерялся электростатическим вольтметром за 200 импульсов.

При определении спектра использовались средние значения за один импульс. Анализатор на основе цилиндрического конденсатора отличался хорошей фокусировкой частиц, надежностью осуществления аксиальной симметрии поля и простотой конструкции.

Результаты экспериментов

Вольтамперные характеристики вакуумного диода при различных давлениях приведены на рис. 3 и 4. На рис. 3 показано поведение токов $I_{п}$ и I_k в зависимости от напряжения при давлении в камере 10^{-5} мм рт.ст.

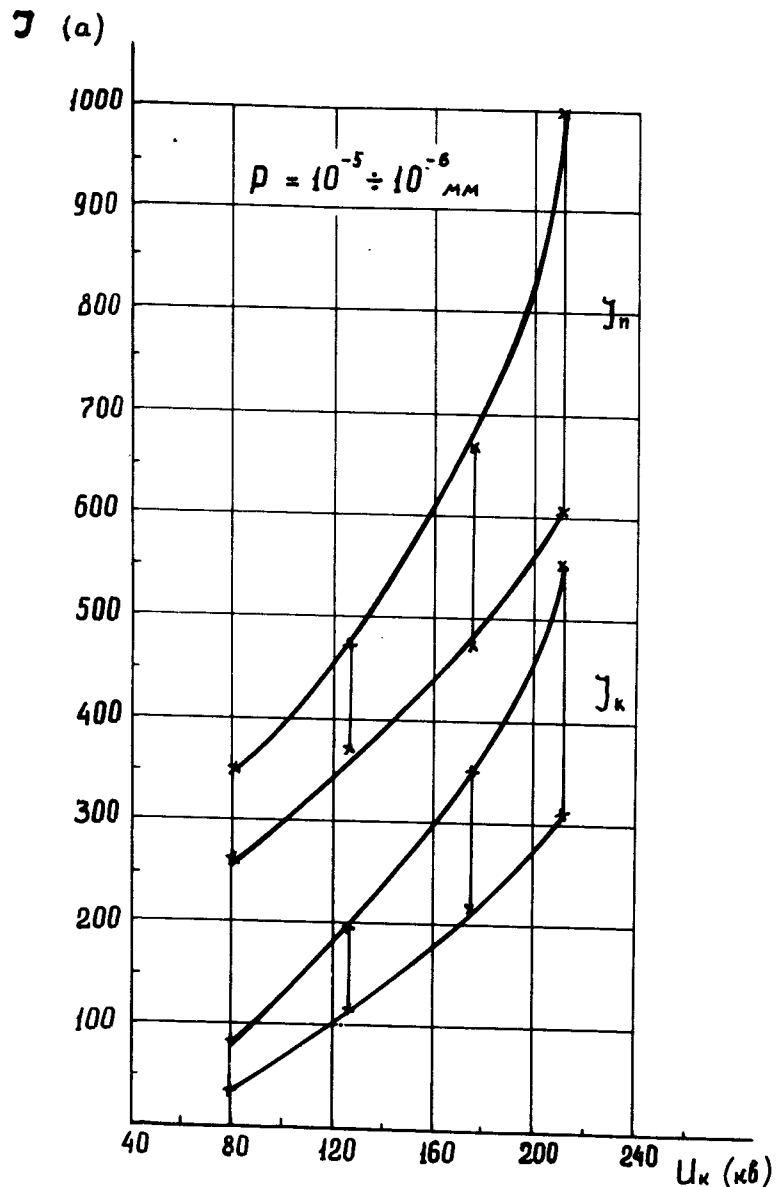


Рис. 3

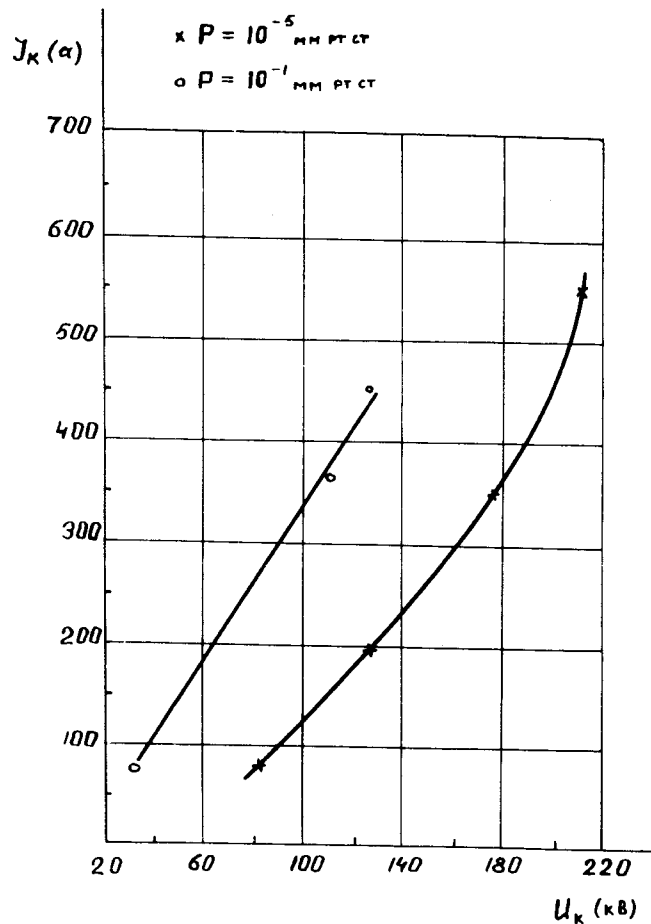


Рис. 4

и расстоянии катод-анод 1 см. Зарегистрирован большой разброс значений токов I_{Π} и I_k при фиксированном значении напряжения на диоде, что говорит о неустойчивости режима токоотбора с границы плазмы КФ. С увеличением напряжения величина абсолютного разброса возрастает.

На рис. 4 приведены зависимости I_k от напряжения на промежутке при изменении давления в камере при $\tau_{И} = 70$ нсек. С увеличением давления от 10^{-5} до 10^{-1} мм рт.ст. ток в промежутке возрастает более чем в два раза, что объясняется, видимо, усилением роли ионного фона, компенсирующего объемный заряд пучка и снижающего тем самым ограничения токопрохождения в диоде.

При изменении длительности вершины импульса напряжения от 20 до 150 нсек происходило существенное увеличение как полного, так и коллекторного токов, достигающих своих максимальных значений, указанных на рис. 3. Максимум тока при этом смещался в сторону больших времен и соответствовал заднему фронту импульса напряжения. При изменении межэлектродного расстояния катод-анод в пределах 1-5 см полный ток оставался практически неизменным, а ток коллектора несколько падал вследствие уменьшения доли электронов, падающих на коллектор, из-за угловой расходимости пучка в вакууме.

По синхронно снятым осциллограммам тока и напряжения определялись скорость нарастания тока в промежутке и время коммутации. Время коммутации определялось по возрастанию тока до значений, сопровождаемых резким спадом напряжения на промежутке, ограниченных только сопротивлением генератора. Типичные синхронные осциллограммы тока и напряжения приведены на рис. 5, где скорость развертки равна 50 нсек/см. При длине промежутка анод-катод $d = 2$ см и начальном давлении $P = 10^{-5}$ мм рт.ст. время коммутации t_k составило 375 нсек.

Скорость коммутации, определяемая как $v_k = \frac{d}{t_k}$,

составляла при этом $5,3 \cdot 10^6$ см·сек⁻¹. Осциллограмма тока несколько смещена во времени, что указывает на наличие запаздывания появления заметного тока в про-

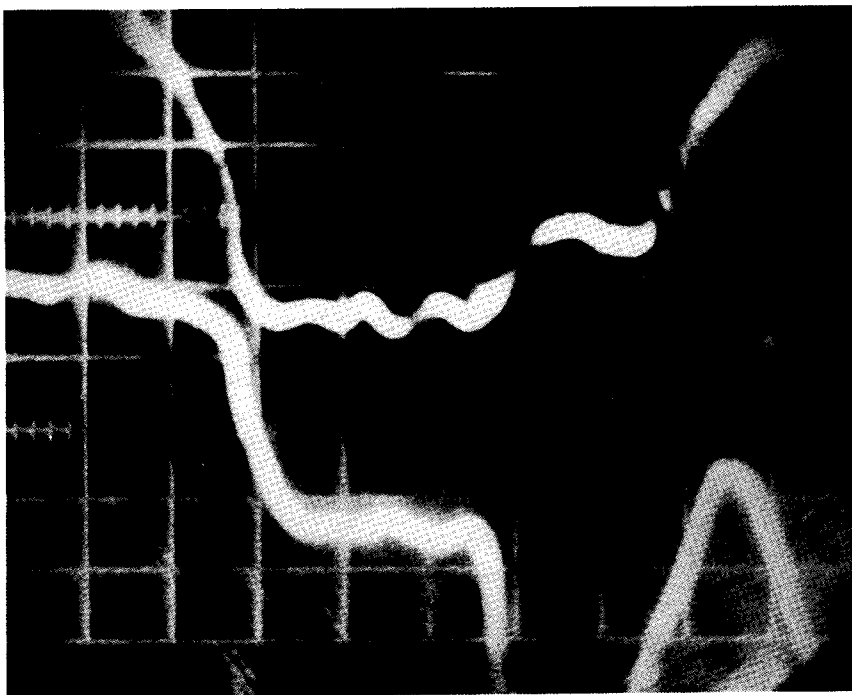


Рис. 5

межутке при приложении напряжения. Затем в течение 50 нсек ток резко возрастает и по достижении определенной величины выходит на плато. При дальнейшем увеличении длительности импульса напряжения наблюдаются резкие выбросы тока, превышающие значение тока на плато в 1,5-2 раза /при этом напряжение на диоде несколько падает/, и последующие срывы тока. Затем наступает вакуумный пробой и напряжение на промежутке падает практически до нуля.

В наших условиях плотность потока мощности, переносимой пучком электронов на анод, была достаточна для испарения адсорбированных анодом газов и материала анода^{/11/}. Образующаяся при этом у поверхности анода плазма анодного факела /АФ/ распространялась в сторону катода. Следовательно, вакуумный диод в нашем случае имел эффективный межэлектродный промежуток, уменьшающийся за счет встречного движения катодного и анодного факелов. Тогда время коммутации должно определяться

$$t_k = \frac{d}{v_0 + v_A}, \quad /5/$$

где v_A - скорость движения анодного факела. Принимая $v_0 = 2 \cdot 10^6$ см · сек⁻¹, находим $v_A \approx 3,3 \cdot 10^6$ см · сек⁻¹.

Спектры энергий электронов пучка, формируемого в вакуумном диоде, были измерены в широком диапазоне изменений напряжения на катоде /75-200 кВ/ и длительности импульса от 10 до 150 нсек на вершине импульса.

Измерения показали, что при трапецеидальной форме импульса напряжения форма энергетического спектра электронов не является идеальной. Полуширина спектра колеблется от 15 до 25% в зависимости от условий эксперимента. Типичные спектры энергий пучка приведены на рис. 6. Рис. 6а демонстрирует спектр энергий при $U_k=78$ кВ, $I_{\Pi} = 200$ А, $\tau_{\Pi} = 50$ нсек. На рис. 6б показано изменение спектра при увеличении тока в пучке и увеличении длительности импульса тока на вершине. Кривая 1 соответствует $U_k=135$ кВ, $I_{\Pi} \approx 200$ 250 А, $\tau_{\Pi} = 30$ нсек /трапецеидальный импульс/. Кривая 2 соответствует $U_k=135$ кВ, $I_{\Pi} \approx 350$ 400 А, $\tau_{\Pi} = 10$ нсек /треугольный импульс/. Увеличение полного тока при неизменном на-

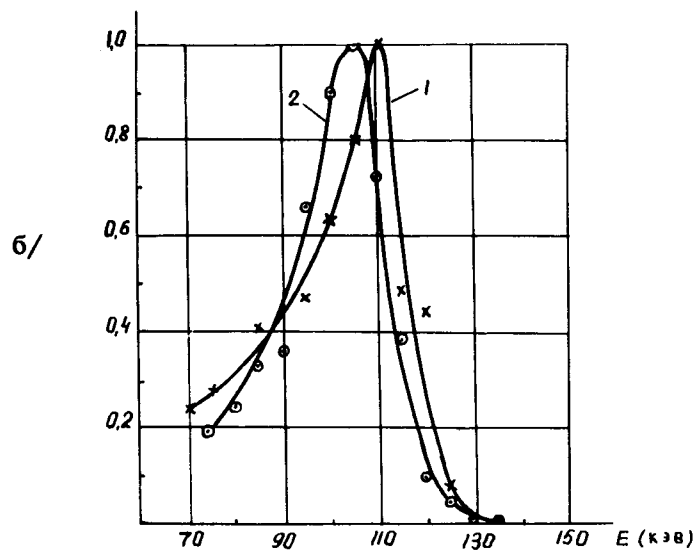
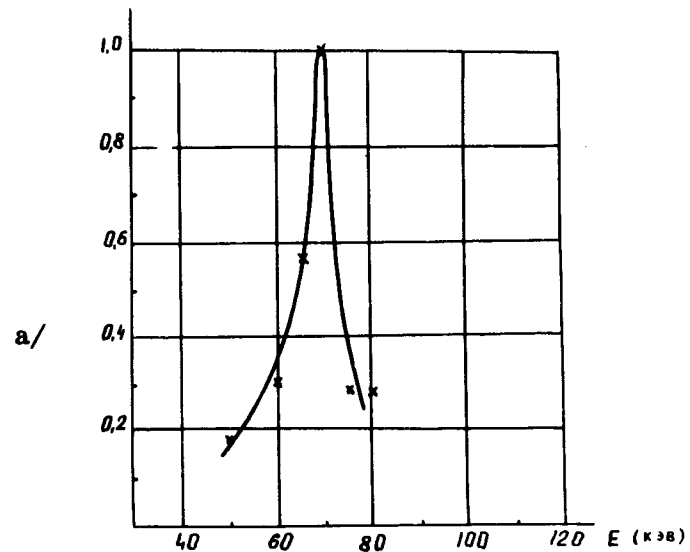


Рис. 6

пряжении на катоде достигалось за счет уменьшения гасящего сопротивления от 12 до 4 Ом при одновременной подстройке зарядного напряжения генератора. Ширина спектра при этом несколько увеличивается, а максимум смещается в область более низких энергий.

При исследовании энергетических характеристик пучка были обнаружены электроны с энергией, превышающей приложенное напряжение в 1,5-2 раза. Поскольку интенсивность потока сверхбыстрых /аномальных/ электронов оказалась гораздо меньше потока пучка электронов обычных, сделать детальный анализ возможных причин появления высокоэнергетических электронов не удалось. Однако можно предполагать, что в режиме неустойчивого токоотбора, сопровождаемом ускорением ионов металла катода, возможно стохастическое ускорение незначительной части электронов пучка волнами лэнгмюровской турбулентности ^{12/}, возникающими при прохождении электронного пучка через плазму катодного факела, до значительных энергий. Высокоэнергетичные электроны были обнаружены также и в других экспериментальных работах ^{13/}.

Таким образом, анализ результатов экспериментов показывает, что формирование электронного пучка из плазмы катодного факела носит в целом нетривиальный характер, а энергетические характеристики электронного пучка вакуумного острейного диода определяются не только параметрами генератора импульсов высокого напряжения, но и физическими процессами, происходящими при отборе тока с поверхности плазмы катодного факела и прохождении пучка через промежуток.

В заключение авторы выражают признательность В.В.Ососову за активную помощь в работе.

Литература

1. В.Д.Гинн и др. Препринт ОИЯИ, Р9-5601, Дубна, 1971.
2. W. P. Dyke, W. W. Dolan. *Adv. in Electron Phys.* 8, 89, 1956.
3. В.А.Годяк, Л.В.Дубовой, Г.Р.Заблоцкая. *ЖЭТФ*, 57, 1795 /1969/.

4. Е.А.Литвинов и др. Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 4, 147 /1970/.
5. Г.А.Месяц и др. ЖТФ, XL , в. 7 /1970/.
6. Г.К.Карцев и др. ДАН, 192, №2, 1970.
7. Г.А.Месяц, Д.И.Проскуровский. Письма в ЖЭТФ, 13, 7-10 /1971/.
8. Е.Д.Короп, А.А.Плюшто. ЖТФ, XL, 2534 /1970/.
9. Е.Д.Короп, А.А.Плюшто. ЖТФ, XLI , 1055 /1971/.
10. И.Г.Козлов. "Методы энергетического анализа электронных потоков", М., Атомиздат, 1971.
11. В.И.Раховский. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме". М., Наука, 1970.
12. Л.П.Бабич. ЖТФ, XLIV, 596, /1974/.
13. Н.Г.Павловская, Т.В.Кудрявцева. ПТЭ, № 2 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1974 года.