

ФОРМИРОВАНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ИОННЫХ ПОТОКОВ В РАЗРЯДАХ С НАКАЛИВАЕМЫМ КАТОДОМ

Д. В. Зиновьев,
А. Ф. Целуйко,
А. Г. Чунадра,
Н. Н. Юнаков

Харьковский государственный университет,
310108, Харьков, пр. Курчатова, 31.

В работе исследуются условия формирования низкоэнергетических (с энергией $20 \div 400$ эВ) интенсивных (с плотностью тока $1 \div 10$ мА/см²) ионных потоков в условиях низкого давления газа

($10^{-4} \div 10^{-3}$ мм рт.ст.) в устройстве на основе электронно-пучкового ионного источника с накаливаемым катодом, приводятся энергетические параметры потоков и способы управления ими.

Возросший в последние годы интерес к низкоэнергетичным источникам заряженных частиц обусловлен расширением области применения вакуумно-плазменных методов обработки материалов. Помимо традиционной сферы — создание элементной базы изделий микроэлектроники, к плазменным методам все чаще обращаются в работах по синтезированию многокомпонентных функциональных покрытий. В одном и другом случае существующий класс высокоэнергетичных ионных источников уже не обеспечивает решения всех поставленных задач.

Создание низкоэнергетичных ионных источников на базе классических схем с плазменным эмиттером и ионно-оптическими вытягивающими системами сильно затруднено ввиду высокой плотности плазмы (для приемлемого времени обработки требуется увеличение плотности тока ионов, что связано с повышением плотности плазмы в плазменном эмиттере) и низких ускоряющих напряжений, что приводит к очень малым размерам отверстий электрода — экстрактора, поскольку их диаметр не может превосходить размеры переходного слоя [1]. Для плотности тока ионов аргона 10 мА/см² и ускоряющего напряжения 100 В толщина слоя согласно закону Чайльда — Ленгмюра составляет менее $0,3$ мм. Такие размеры существенно снижают тепловую стойкость экстрактора ввиду невозможности обеспечения эффективного отвода тепла.

Промежуточное решение проблемы создания низкоэнергетичных ионных источников на основе классических систем путем использования принципа “ускорения — торможения” [2], когда первоначально сформированный высокоэнергетичный пучок ионов претерпевает торможение непосредственно у обрабатываемой поверхности, не нашло широкого применения ввиду повышенной сложности.

Наиболее широкое распространение в устройствах обработки относительно низкоэнергетичными ионными потоками (средняя энергия ионов $100 \dots 1000$ эВ) получили системы на базе высокочастотного емкостного разряда (ВЧЕ-разряда) с использованием эффекта автосмещения [3], в которых формирование ионного потока происходит непосредственно у обрабатываемой поверхности, находящейся под высокочастотным напряжением (ВЧ-напряжением).

Однако, область использования таких системы ограничена ввиду повышенных рабочих давлений и невозможности формирования низкоэнергетичных ионных потоков достаточной

плотности. Данные недостатки являются следствием использования в качестве основы ионно-плазменной системы самостоятельного газового разряда. Более перспективным было бы, сохранив исходный механизм формирования ионного потока, задействовать несамостоятельные газовые разряды, возбуждающиеся при пониженных давлениях газа и допускающие независимую регулировку тока и энергии ионов.

В предлагаемой работе для формирования ионных потоков был использован пучково-плазменный разряд (ППР) [4] на базе дугового разряда с накаливаемым катодом. Выбор ППР обусловлен высокой степенью ионизации в таком разряде при относительно низком рабочем давлении (для давления газа 10^{-4} мм рт.ст. плотность плазмы может достигать $10^{11} \dots 10^{12}$ частиц в см^3). Такие высокие параметры ППР определяются эффективным механизмом нагрева электронов плазмы разряда за счет коллективного взаимодействия с первичным электронным пучком [5]. Использование же дугового разряда с накаливаемым катодом для формирования первичного электронного пучка обеспечивает получение интенсивных электронных потоков с энергией, начиная от нескольких десятков электрон-вольт. Следует, однако, отметить, что применение высокотемпературного катода (в описываемой системе) несколько сужает диапазон использования устройства.

Основной принцип работы предлагаемого устройства состоит в том, что первичный электронный пучок создает плотную плазму в разрядном объеме и одновременно заряжает обрабатываемую поверхность под отрицательный относительно плазмы потенциал. (Величина отрицательного потенциала определяется энергией первичного электронного пучка). Также, как и в случае автосмещения в ВЧЕ-разряде, вблизи отрицательно заряженной поверхности образуется слой нескомпенсированного положительного объемного заряда, электрическое поле которого ускоряет положительные ионы в сторону отрицательно заряженной поверхности. Ввиду того, что электронный пучок формируется внешней пушкой, изменение плотности и энергии ионного потока на обрабатываемую поверхность.

Схематическое изображение экспериментального устройства приведено на рис. 1. Формирование первичного электронного пучка осуществлялось посредством плазменной электронной пушки 1. Для увеличения эффективности системы и снижения рабочего давления разрядная система помещалась в продольное магнитное поле, создаваемое катушкой 2. Ввиду контрагирования разряда продольным магнитным полем, замыкание разрядного тока на анод пушки 3 происходило за счет дрейфа электронов поперек магнитного поля.

В условиях развившегося разряда первичный электронный пучок ускорялся в двойном электрическом слое объемного заряда (ДС) у поверхности термокатода [6]. Поступление ионов в прикатодный ДС обеспечивалось плазмой разрядного промежутка, где ионизация рабочего газа осуществлялась как электронами первичного пучка, так и электронами плазмы, нагретыми в ВЧ-полях при коллективном взаимодействии электронного пучка и плазмы.

На противоположном относительно электронной пушки конце системы располагался электрически изолированный подложкодержатель 4 на котором помещались обрабатываемые образцы. Первичный электронный пучок достигал подложкодержателя и заряжал его поверхность под некоторый отрицательный потенциал. При этом, низкоэнергетичная часть электронного пучка отражалась назад, в разрядный объем. В свою очередь, отрицательно заряженная поверхность подложкодержателя притягивала к себе ионы плазмы, формируя ионный поток. Поступление отрицательного заряда на поверхность посредством пучка и ускорение ионного потока представляют собой самосогласованную систему, автоматически поддерживающую потенциал подложкодержателя на уровне, необходимом для равенства электронного и ионного токов.

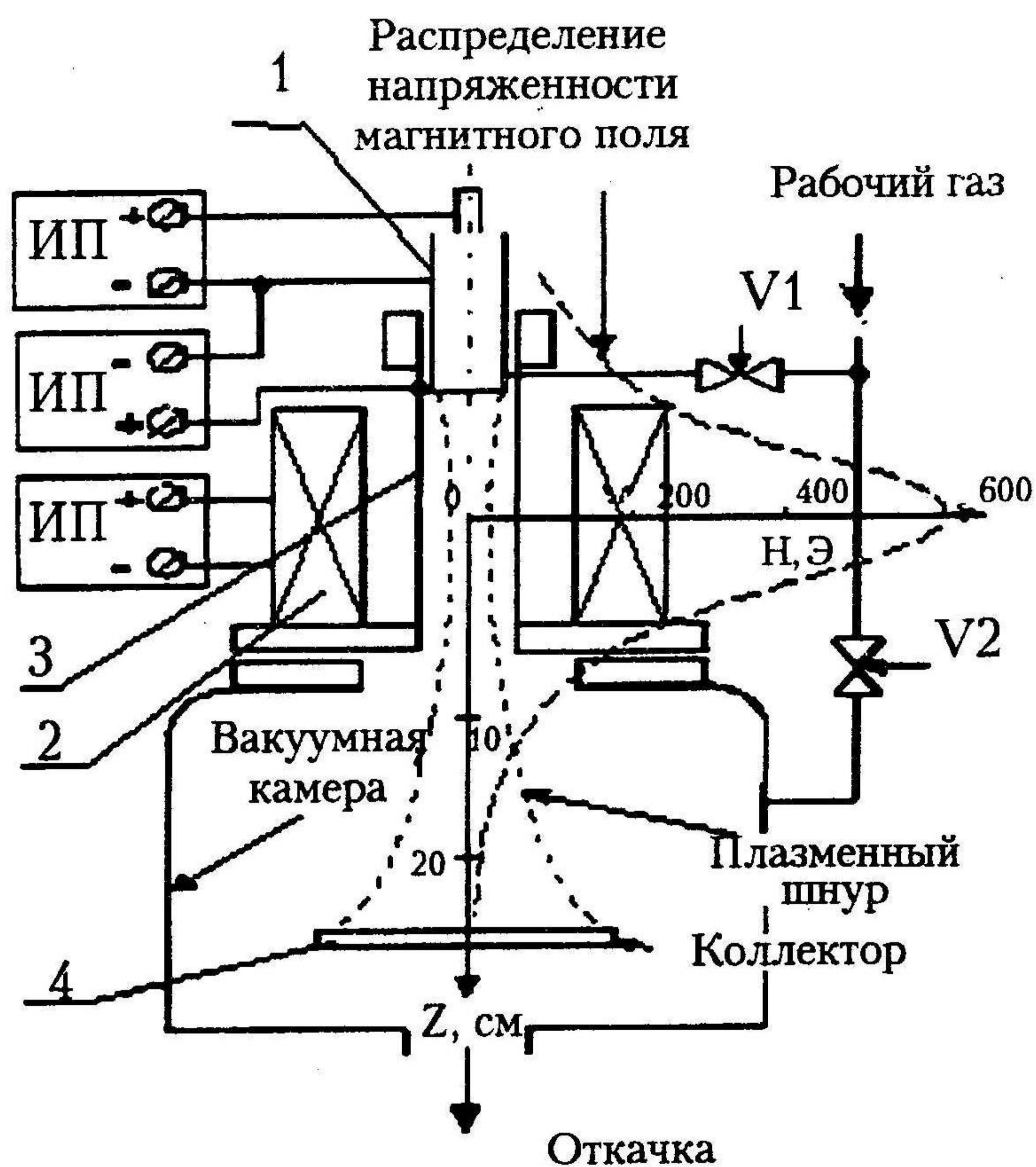


Рис. 1. Схема формирования низкоэнергетического ионного потока.

Помимо перечисленных элементов и системы электропитания в экспериментах использовался зондовый диагностический комплекс, включавший одиночный, двойной и многосеточный зонды с системой электропитания и коммутации. Информация выводилась на двухкоординатный самописец. Система перемещения зондов позволяла снимать пространственное распределение параметров плазмы и потоков заряженных частиц. В отдельных случаях для определения временных зависимостей производилось осциллографирование процессов.

Формирование низкоэнергетических ионных потоков с помощью электронно-пучковых ионных источников иллюстрируют приводимые ниже энергетические спектры заряженных частиц попадающих на подложкодержатель (коллектор).

Прежде всего, необходимо подчеркнуть, что ионный пучок формируется, только когда поверхность коллектора гальванически изолирована и находится под некоторым отрицательным относительно заземленного анода потенциалом V_k (измерения потенциала плазмы вблизи коллектора показали, что его величина находится на уровне потенциала анода). При этом, на коллектор попадает часть первичного электронного пучка, энергия которой превышает величину eV_k (остаточная часть пучка). В случае заземленного коллектора, на него идут все электроны первичного пучка и тепловые потоки электронов и ионов плазмы.

На рис.2 представлены типичные энергетические спектры электронных и ионного пучков, достигающих поверхности коллектора. (Они были получены из тормозных характеристик многосеточного зонда). Функция распределения по энергиям первичного электронного пучка f_{e_3} снята при заземленном коллекторе ($V_k = 0$), а функции распределения остаточного электронного пучка $f_{e_{пл}}$ и ионного потока $f_{i_{пл}}$ — при изолированном ($V_k < 0$).

Приведенные результаты соответствуют напуску газа в область термокатода (режим пониженного рабочего давления), давлению в вакуумной камере — $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., разрядному

С целью увеличения площади обработки магнитному полю была придана расходящаяся к подложкодержателю конфигурация с колоколообразным распределением напряженности вдоль продольной оси системы и максимумом посередине длины анода. Выбор местоположения максимума напряженности магнитного поля обусловлен дополнительной функцией которую выполняет анод. Для снижения рабочего давления газа в области подложкодержателя до величины 10^{-4} мм рт.ст. и ниже помимо напуска газа через клапан V_2 в область подложкодержателя (режим повышенного рабочего давления) предусмотрен и напуск в область термокатода через клапан V_1 (режим пониженного давления). В последнем случае полость анода играла роль вакуумного сопротивления, когда откачка производилась через открытый торец анода.

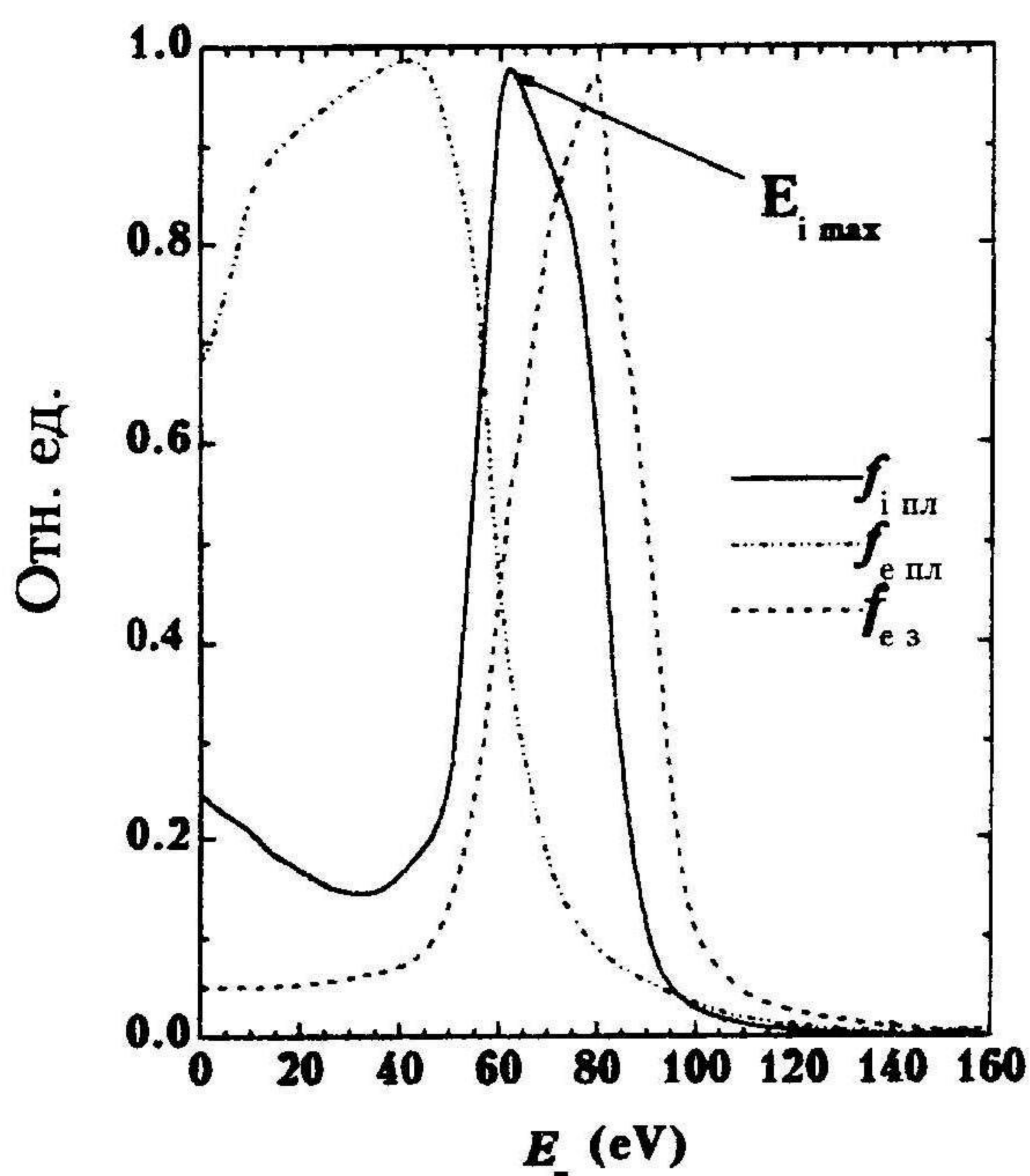


Рис.2. Энергетические спектры пучков в случае нестабилизированного накала термокатода.

ионов является, по-видимому, колебания потенциала коллектора по времени $V_k(t)$, которые равны в нашем случае $\Delta V_k(t) \approx 20$ В. А поскольку энергетический спектр регистрировался при помощи двухкоординатного самописца, то приведенная функция распределения ионного потока по энергиям является усредненной по времени энергетической зависимостью.

Причиной изменения $V_k(t)$ служил менявшийся с удвоенной частотой питающей сети ток пучка из-за нестабильности эмиссии термокатода. (Для накала последнего применялся обычный двухполупериодный выпрямитель без системы сглаживания пульсирующего напряжения). При использовании высокостабилизированного источника накала термокатода (рис.3) низкочастотных осцилляций тока разряда и потенциала коллектора не наблюдалось, а ширина энергетического спектра ионов на половине высоты пика снижалась до 14 эВ.

Таким образом, приведенные данные показывают, что с помощью источников такого типа возможно формирование низкоэнергетических ионных пучков с энергией порядка десятков электрон-вольт. При этом, максимум функции распределения ионного пучка соответствует величине отрицательного смещения потенциала поверхности коллектора относительно потенциала плазмы V_k . Разбросом по энергиям функции распределения можно в определенной мере управлять варьируя

напряжению $V_0 = 100$ В, току разряда $I_0 = 1$ А, напряженности магнитного поля в максимуме $H_m = 450$ Э, расстоянию между коллектором и выходным отверстием источника $z_i = 20$ см (площадь интенсивной ионной обработки при этом составляет порядка 200 см^2), плотности ионного тока на коллектор 3 мА/см^2 . Из рисунка видно, что формируемый ионный поток имеет характер пучка с четко выраженной направленной скоростью и максимумом функции распределения соответствующим величине отрицательного смещения потенциала коллектора ($E_{imax} \approx eV_k$), что в данном случае составляет $E_{imax} \approx 68$ эВ.

Обращает на себя внимание довольно большой разброс ионов по энергиям (28 эВ на половине высоты пика), который нельзя объяснить температурой частиц плазмы (так температура электронов плазмы вблизи коллектора не превышала 2 эВ). Одной из причин появления широкого энергетического спектра

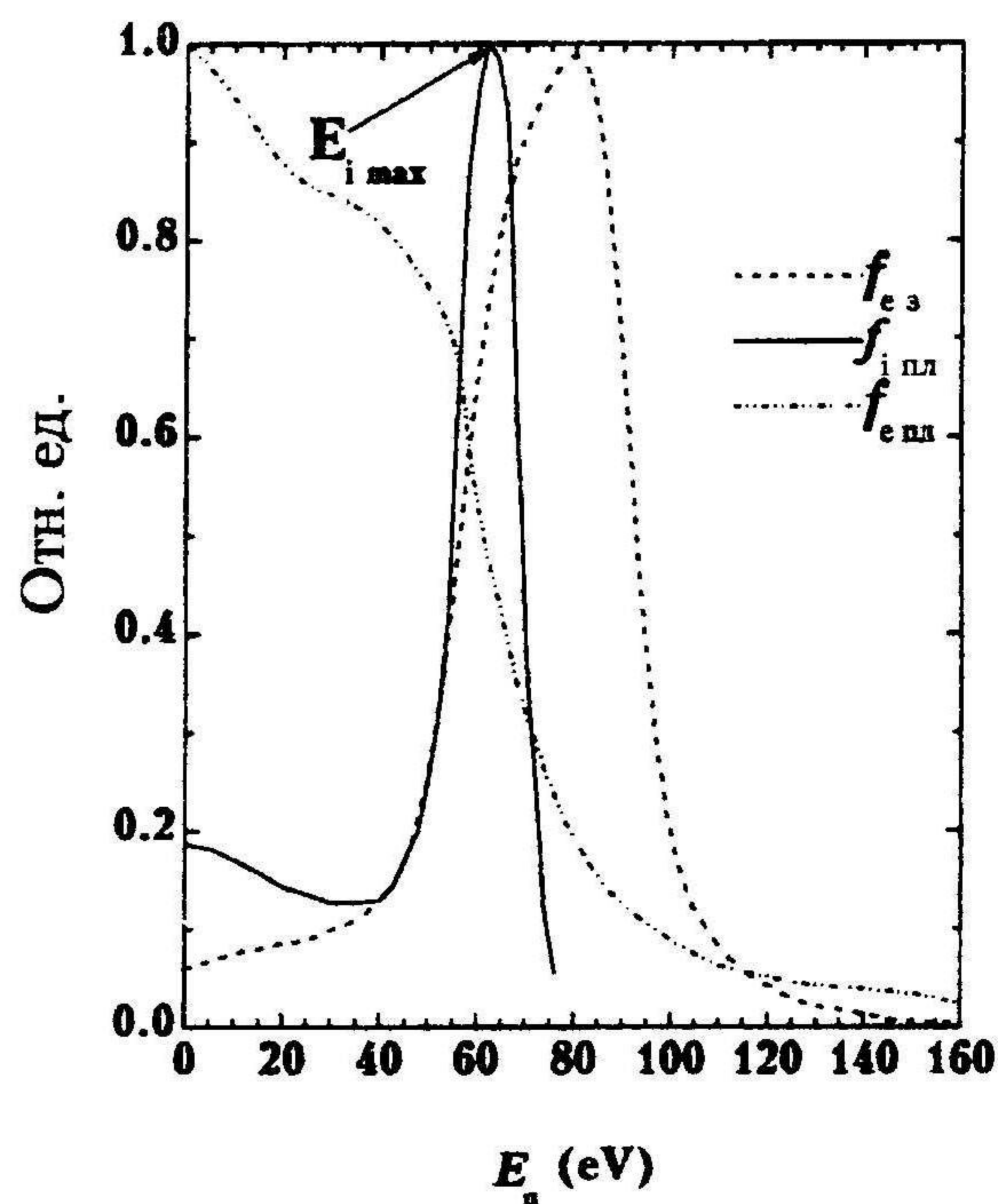


Рис.3. Энергетические спектры пучков в случае стабилизированного накала термокатода

стабильностью тока первичного электронного пучка и параметров плазмы. Возможность управления энергией ионного пучка демонстрируют приведенные ниже зависимости потенциала коллектора от внешних условий

Эксперименты по определению зависимости V_k от ускоряющего напряжения разряда V_0 и тока разряда I_0 проводились как при напуске рабочего газа в область термокатода (режим пониженного давления), так и при напуске в вакуумную камеру (режим повышенного давления). В первом случае за счет градиента давления вдоль анода возбуждение разряда происходило при давлении в вакуумной камере $p_{к1}$ на порядок более низком, чем во втором $p_{к2}$ ($p_{к1} \approx 8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., $p_{к2} \approx 8 \cdot 10^{-4}$ мм. рт. ст.).

На рис. 4 приведены характерные зависимости потенциала коллектора V_k от напряжения разряда V_0 при различных разрядных токах I_0 в режиме пониженного рабочего давления ($p_k = 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., рабочий газ — азот, напряженность магнитного поля в максимуме — 450 Э).

Как в случае пониженного рабочего давления, так и в случае повышенного, имелся начальный участок ($V_0 = 0 \div 30$ В), где потенциал $V_k = 0$, что обусловлено отсутствием разряда. Возбуждение разряда при напряжении V_0 сопровождалось скачкообразным падением потенциала коллектора V_k до величины, сравнимой с разрядным напряжением V_0 . При дальнейшем увеличении V_0 имел место синхронный рост V_k ,

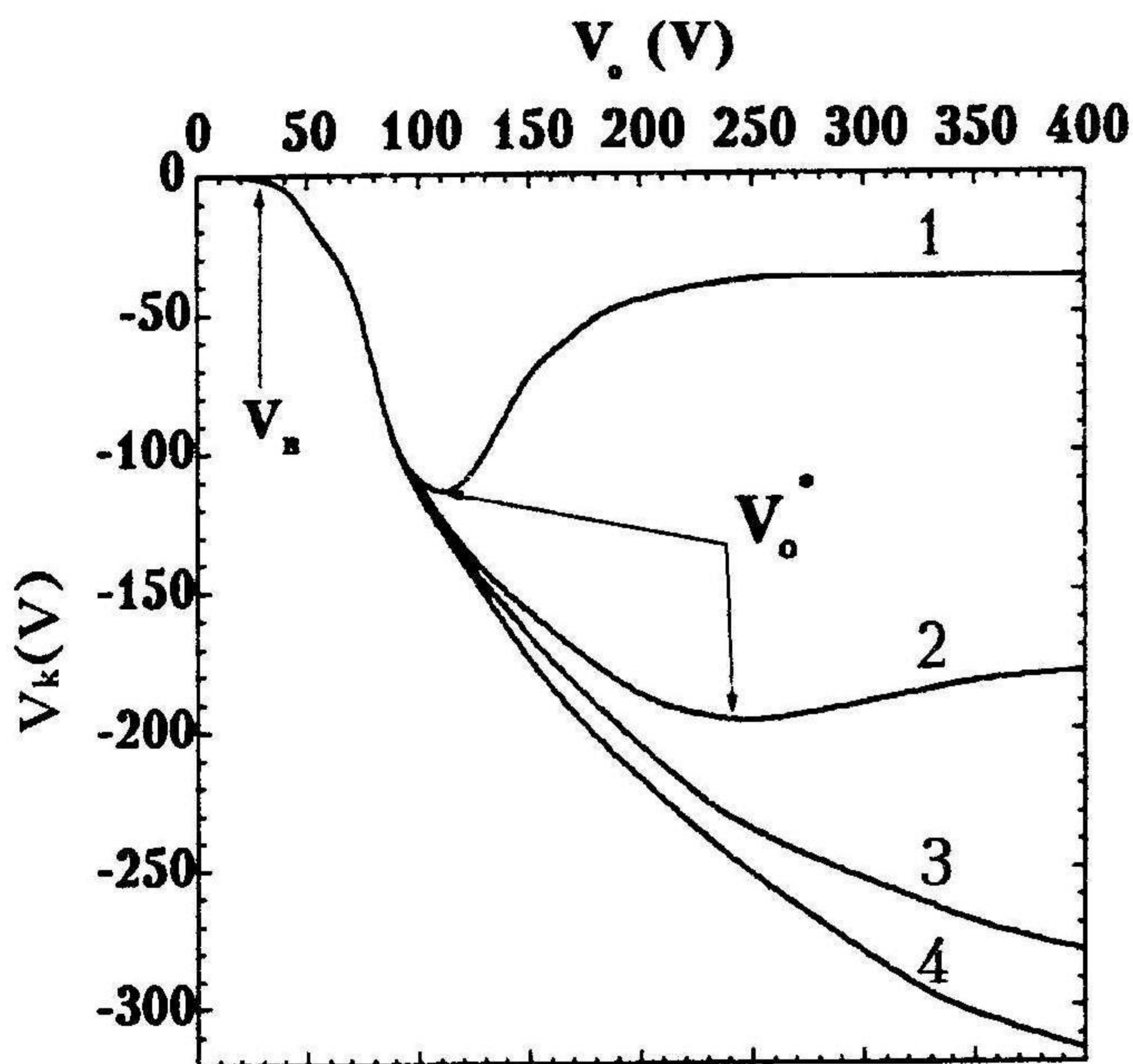


Рис. 4. Зависимость потенциала коллектора V_k от ускоряющего напряжения V_0 и тока разряда I_0 в режиме пониженного рабочего давления:
1. $I_0 = 1$ А; 2. $I_0 = 2$ А;
3. $I_0 = 3$ А; 4. $I_0 = 4$ А.

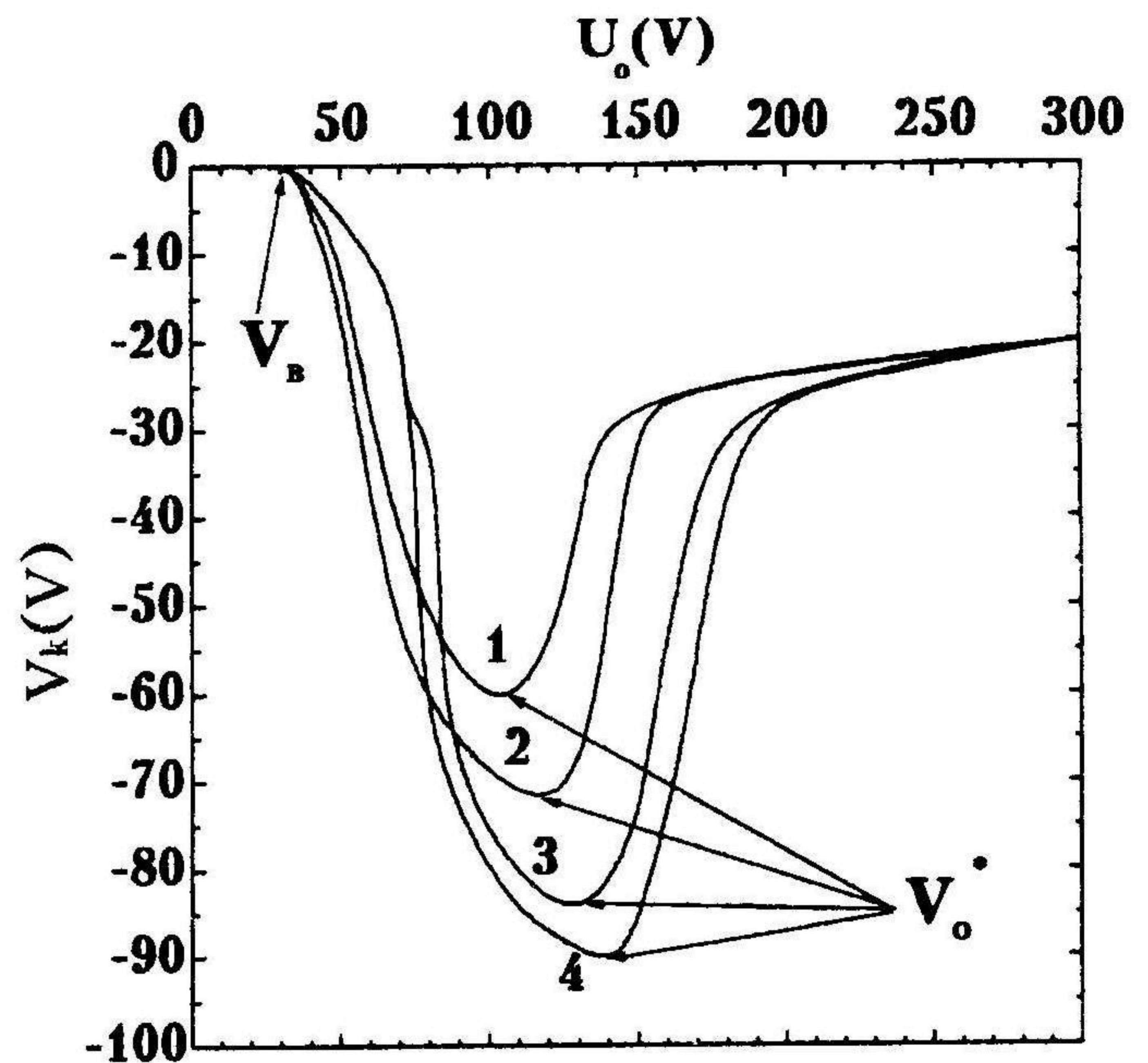


Рис. 5. Зависимость потенциала коллектора V_k от ускоряющего напряжения V_0 и тока разряда I_0 в режиме повышенного рабочего давления:
1. $I_0 = 1$ А; 2. $I_0 = 2$ А;
3. $I_0 = 3$ А; 4. $I_0 = 4$ А.

но по достижении определенного значения $V_0^*(I_0)$ наблюдалось отличие в поведении V_k для различных разрядных токов и режимов напуска газа.

В режиме пониженного давления и относительно небольших разрядных токах I_0 повышение V_0 сопровождалось уменьшением величины V_k с последующей стабилизацией на уровне $-20 \div -30$ В. (Кривая 1). Для больших разрядных токов уровень стабилизации V_k

был существенно выше: $-100 \div -200$ В. (Кривая 2). Для разрядных токов 3А и более насыщение величины V_k с изменением V_0 отсутствовало.

В режиме повышенного рабочего давления (Рис. 5) на уровне $-20 \div -30$ В стабилизация V_k наблюдалась в более широком диапазоне разрядных токов ($I_0 = 0,5 \div 5$ А). Неоднозначное поведение потенциала коллектора V_k с изменением разрядного напряжения V_0 обусловлено механизмом поддержания V_k , когда потенциал устанавливается на уровне плавающего потенциала, соответствующего нулевому суммарному току высокоэнергетичной части электронов пучка ($E_b > eV_k$), заряжающих поверхность отрицательным зарядом, и ионов плазмы, разряжающих ее. При постоянном токе эмиссии термокатода, рост разрядного напряжения влечет увеличение плотности плазмы (например, вследствие зависимости сечения ионизации от энергии электронов) и, как следствие, к изменению токового баланса на коллекторе. Изменение же токового баланса в сторону избытка ионного либо электронного тока устанавливает новое значение потенциала. V_k , то есть, величина V_k во многом зависит от параметров плазмы разрядного промежутка.

Таким образом, подбором внешних условий, таких как ток и энергия первичного пучка, а также режим напуска рабочего газа, можно, в определенных пределах, независимо управлять энергией и током ионного пучка. Учитывая относительную простоту, надежность и перестраиваемость описанной системы, можно предполагать, что данный способ найдет своё место в общей гамме ионных источников.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] С.И.Молоковский, А.Д.Сушков. Интенсивные электронные и ионные пучки. М., Л.: Энергия, 1972, 354 с.
- [2] М.Д.Габович. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972, 304 с.
- [3] Б.С.Данилин. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М.: Энергоатомиздат, 1989, 328 с.
- [4] М.В.Незлин. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982, 264 с.
- [5] М.П.Лебедев, И.Н.Онищенко и др. Теория плазменно-пучкового разряда. Физика плазмы. 1976, Т 2, № 3, с. 407-413.
- [6] В.Л.Грановский. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971, 545 с.