

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

им. Г.И. Будкера СО РАН

В.Н. Бочаров, А.В. Бублей, М. Веденев,  
Р.В. Воскобойников, А.Д. Гончаров, Ю.А. Евтушенко,  
Н.П. Запяткин, М.Н. Захваткин, А.В. Иванов,  
В.И. Кокоулин, В.В. Колмогоров, М.Н. Кондауров,  
С.Г. Константинов, Г.С. Крайнов, В.Р. Козак,  
А.М. Крючков, Э.А. Купер, А.С. Медведко,  
Л.А. Мироненко, В.М. Панасюк, В.В. Пархомчук,  
В.Б. Рева, А.Н. Скринский, Б.М. Смирнов,  
Б.А. Скарбо, Б.Н. Сухина, К.К. Шрайнер,  
X.D. Yang, H.W. Zhao, IMP, Lanzhou, China

ЗАПУСК УСТАНОВКИ  
ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЭХ-300

ИЯФ 2004-4

Новосибирск  
2004

## Запуск установки электронного охлаждения ЭХ-300

*В.Н. Бочаров, А.В. Бублей, М. Веденев,  
Р.В. Воскобойников, А.Д. Гончаров, Ю.А. Евтушенко,  
Н.П. Запяткин, М.Н. Захваткин, А.В. Иванов,  
В.И. Кокоулин, В.В. Колмогоров, М.Н. Кондауров,  
С.Г. Константинов, Г.С. Крайнов, В.Р. Козак,  
А.М. Крючков, Э.А. Купер, А.С. Медведко,  
Л.А. Мироненко, В.М. Панасюк, В.В. Пархомчук,  
В.Б. Рева, А.Н. Скринский, Б.М. Смирнов,  
Б.А. Скарбо, Б.Н. Сухина, К.К. Шрайнер*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН  
630090, Новосибирск, Россия

*X.D. Yang, H.W. Zhao*

IMP, Lanzhou, China

### Аннотация

В данной работе описаны конструкция установки электронного охлаждения ЭХ-300, созданной для Института Современной Физики (Китай, Ланжоу) и экспериментальные данные, полученные в ходе ее запуска. Энергия электронов в пучке до 300 кВ, ток до 3 А, магнитное поле на участке охлаждения до 1 кГс.

Особенностями данной установки являются: использование электростатических поворотов, секционная конструкция главного соленоида и регулируемый профиль электронного пучка. В работе описаны: выставка магнитной системы установки, достижение высокого вакуума, исследование эффективности коллектора, особенности работы электростатического и магнитного поворотов, демонстрация изменения профиля пучка и другие аспекты работы установки.

В ходе работы была показана возможность достижения прямолинейности силовых линий магнитного поля на уровне  $10^{-6}$ , продемонстрировано получение пучка с регулируемым профилем плотности тока, получена эффективность рекуперации на уровне  $10^{-6}$ . В процессе работы при наличии электронного пучка давление остаточного газа в установке оставалось на уровне  $5 \cdot 10^{-11}$  торр.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

---

## 1. Цели и задачи создания современных установок электронного охлаждения

Электронное охлаждение является основным методом управления параметрами пучков тяжелых ионов. После первых экспериментов с электронным охлаждением в Новосибирске [1] метод получил широкое распространение. Во многих лабораториях мира были созданы установки с электронным охлаждением [2-6]. Опыт использования электронного охлаждения в реальных экспериментах с внутренними мишенями и интенсивными пучками выявил ряд проблем, ограничивающих светимость таких установок. В процессе охлаждения происходило образование сверхплотного ядра, что приводило, во многих случаях, к развитию когерентных колебаний и быстрой гибели ионов на больших амплитудах, где охлаждение слабее. Данный эффект ограничивал накопление высокоинтенсивных пучков и вызывал возникновение паразитных событий в детекторах из-за гибели части ионов в них. Модуляция энергии электронного пучка и, соответственно, возрастание энергетического разброса ионного пучка улучшало ситуацию.

Образование сверхплотного ядра в центре пучка объясняется резкой зависимостью скорости охлаждения от амплитуды колебаний ионов. Это связано с тем, что магнитное поле на участке охлаждения замагничивает поперечное движение электронов и уменьшает его вклад в интеграл столкновений [7-8]. После ускорения электронов до высокой энергии продольный разброс скоростей в системе отсчета пучка тоже очень мал. Продольная температура в сопутствующей системе координат становится меньше 1 °К. В результате в большинстве случаев температурой электронного пучка можно пренебречь, и скорость охлаждения зависит только от скорости ионов. Согласно феноменологической формуле (1.1)

$$\Delta\vec{p} = \vec{F} \cdot \tau = - \frac{4e^4 n_e \vec{V} \tau}{m_e (\sqrt{V^2 + V_{\Delta\Theta}^2 + V_{E \times B}^2 + V_e^2})^3} \ln \left( 1 + \frac{\rho_{\max}}{\rho_L + \rho_{\min}} \right), \quad (1.1)$$

предложенной в [8], скорость охлаждения  $\delta = \Delta p/p$  растет как куб амплитуды колебаний ионов. Таким образом, если ионы с амплитудой колебаний 1 см могут охлаждаться за 1 сек, то ионы, накопленные в 1-миллиметровом ядре, будут охлаждаться за время 1 мсек. Формула (1.1) написана для сопутствующей системы отсчета и в ней использованы следующие обозначения:

$V$  – скорость ионов  $V^2 = V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2$ ,  $\tau = l_{cool} / \gamma\beta c$  – время пролета через

охлаждающую секцию,  $l_{cool}$  – длина охлаждающей секции,  $E = \gamma M c^2$  – энергия иона,  $\beta c$  – скорость иона в лабораторной системе,  $\rho_L$  – ларморовский радиус электрона  $\rho_L = m_e c v_T / e B$ ,  $m_e v_T^2$  – поперечная температура электронного газа,  $V_e$  – продольная тепловая скорость электронного газа,  $V_{E \times B}$  – скорость дрейфа электронов в скрещенных полях электрического поля пространственного заряда и магнитного поля,  $V_{\Delta\Theta}$  – эффективная скорость из-за не прямолинейности магнитного поля.

Развитие современной ускорительной техники требует разработки новых систем охлаждения, позволяющих оперативно управлять охлаждением в 6-мерном фазовом пространстве для оптимизации процесса накопления ионных пучков. Для этого была предложена концепция управления плотностью электронного пучка. Уменьшение электронной плотности в центре уменьшает и скорость охлаждения. Таким образом, полый электронный пучок будет охлаждать только электроны с амплитудой колебаний, превышающей радиус полой части, что предотвратит образование ядра с высокой плотностью. Изменяя размер электронного пучка, можно контролировать установившийся размер ионного пучка, что может оказаться полезным для физических экспериментов.

Тяжелые ионы с высокой зарядностью имеют высокие сечения захвата электрона из остаточного газа, а ионы с малой зарядностью легко могут потерять электрон. Новые установки требуют перехода к вакууму  $10^{-11} - 10^{-12}$  торр, что даже при сечении потерь  $10^{-17} \text{ см}^2$  дает время жизни ионов 5 – 50 сек. В установках электронного охлаждения основным источником газоотделения является десорбция газа под действием тока потерь электронного пучка на стенку вакуумной камеры. Так, потери тока на уровне 1 мА при коэффициенте десорбции  $10^{-3}$  могут создать поток газа  $6 \times 10^{12}$  частиц/с, и при скорости откачки 10000 л/с равновесное давление составит  $\sim 10^{-8}$  торр. Для перехода к давлениям  $10^{-11}$  торр необходимо уменьшить потери электронного тока до уровня 1 мкА.

Использование электронного охлаждения на высоких энергиях предъявляет жесткие требования на прямолинейность магнитного поля. Отклонение силовой линий магнитного поля от прямой приводит к движению электронов относительно ионов в сопутствующей системе отсчета (член  $V_{\Delta\Theta} = \gamma \beta c \Delta\Theta_M$  в формуле (1.1),  $\Delta\Theta_M$  – среднеквадратичный угол отклонения магнитного поля от прямолинейного направления), что ухудшает эффективность охлаждения. С увеличением энергии электронов негативное влияние непрямолинейности магнитного поля на возможность достижения максимальных декрементов охлаждения существенно возрастает. Поэтому,

если для энергий электронов до 500 кэВ можно ограничиться требованиями к прямолинейности силовых линий на уровне  $10^{-4}$ , то с переходом к охлаждению высокоэнергетичных ионов требования на качество поля существенно возрастают ( $10^{-5}$  или лучше).

В Институте современной физики, Ланжоу, Китай (IMP, Lanzhou, China) строится комплекс CSR для исследования различных свойств экзотических ядер с нестандартным содержанием протонов и нейтронов. Основой комплекса является два синхротрона CSRm и CSRe с установками электронного охлаждения. В первом производится накопление интенсивного пучка из существующего циклотрона и генерация экзотических ядер на внутренней мишени. Эти ядра инжектируются в CSRe для накопления и дальнейшего изучения.

Установки электронного охлаждения на 35 кВ и 300 кВ (ЭХ-35 и ЭХ-300, соответственно) для этого комплекса были спроектированы и построены в Институте ядерной физики, Новосибирск, в сотрудничестве с китайскими коллегами. В данной работе приводятся результаты испытаний установки ЭХ-300 в Новосибирске.

## 2. Схема установки

Схема установки электронного охлаждения представлена на рисунке 2.1. Электронный пучок формируется в электронной пушке и последовательно проходит: ускоряющую трубку, тороидальный участок, сводящий электронный и ионные пучки, участок охлаждения, на котором электроны отбирают тепловую энергию у ионного пучка, разводящий тороид и в конце пути поглощается в коллекторе. Центростремительная сила на поворотных участках может создаваться как электростатическими пластинами, так и корректирующими катушками, создающими поворотное магнитное поле. Титановые сублимационные насосы расположены около ускоряющей и замедляющей трубок и в тороидальных участках. Два ионных насоса через широкие трубы откачивают тороидальные камеры. На обоих концах участка охлаждения имеются пикап-электроды для измерения положения электронного и ионного пучков. Величина электронного тока достигает 3 А.

Высоковольтный генератор, расположенный в центральном баке, создает напряжение 5-300 кВ на центральной трубе фидера, соединяющего пушку и коллектор. Внутри этого фидера расположена вторичная катушка мощного коллекторного выпрямителя для создания необходимого потенциала 2 – 5 кВ между катодом и коллектором. Система катушек, создающая сопровождающее электронный пучок магнитное поле, помещена в каркас из магнитно-мягкой стали, опирающийся на несущую раму. На участках ввода и вывода ионного пучка расположены дипольные корректоры, компенсирующие влияние на ионы вертикальных компонент тороидального магнитного поля.

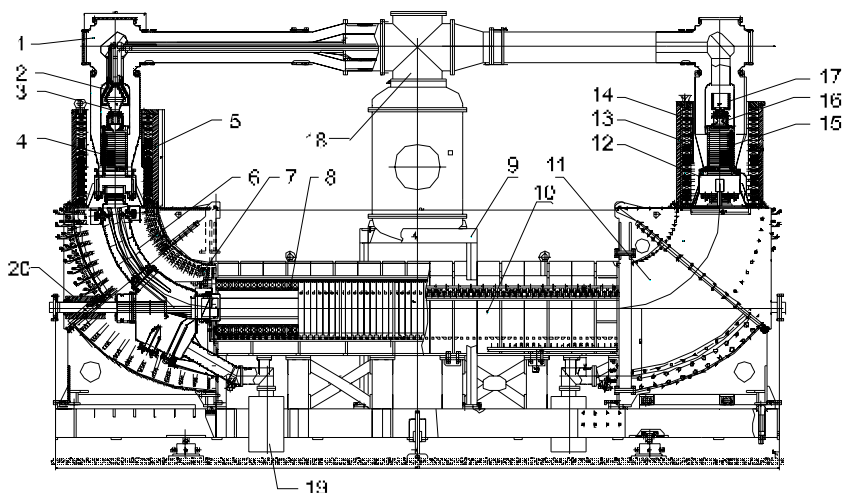


Рис. 2.1. Установка электронного охлаждения: 1 – высоковольтный фидер, 2 – магнитный концентратор коллектора, 3 – коллектор, 4 – ускорительная (замедляющая) трубка коллектора, 5 – катушки магнитного поля коллектора, 6 – поворотный участок с электростатическими поворотами, 7 – катушки тороидального магнитного поля, 8 – катушки магнитного поля секции охлаждения (прямолинейный участок магнитного поля), 9 – бак высоковольтного генератора, 10 – магнитопровод соленоида, 11 – магнитопровод тороидального участка магнитного поля, 12 – титановые сублимационные насосы, 13 – катушки магнитного поля электронной пушки, 14 – магнитопровод соленоида электронной пушки, 15 – ускорительная трубка электронной пушки, 16 – электронная пушка, 17 – концентратор магнитного поля электронной пушки, 18 – местоположение высоковольтного терминала, содержащего цифровую и силовую электронику управления пушкой и коллектором, 19 – ионный насос, 20 – дипольные корректоры ионного пучка.

### 3. Особенности установки электронного охлаждения ЭХ-300

Для улучшения прямолинейности магнитного поля на охлаждающем участке, соленоид (рис. 2.1, элемент 8) изготовлен из отдельных секций и установлен на направляющую опору, являющуюся одновременно магнитным экраном. Коррекция направления магнитного поля осуществлялась путем наклона и вращения каждой катушки относительно вертикальной оси секций соленоида. Это позволило избавиться от многочисленных катушек коррекции, использовавшихся ранее. После нескольких итераций было достигнуто среднеквадратичное отклонение силовой линии от прямой линии на уровне  $2 \cdot 10^{-5}$ .

Второй особенностью установки ЕС-300 является возможность управления профилем электронного пучка. В процессе охлаждения ионы уменьшают

амплитуду бетатронных колебаний и, охлаждаясь, сжимаются в тонкий шнур к центру электронного пучка. Фазовая плотность ионного пучка повышается на много порядков, что необходимо для физических экспериментов. Результирующая плотность пучка при этом определяется величиной некогерентного сдвига частоты бетатронных колебаний на пространственном заряде (предельные значения  $\approx 0.25 - 0.1$ ). Такой пучок в режиме ограничения собственным зарядом очень интересен как объект исследования, но весьма чувствителен к различным неустойчивостям, в том числе из-за взаимодействия с электронным пучком [6,10].

Так как ионы и электроны двигаются на участке охлаждения с малой относительной скоростью, то заметная доля ионов может рекомбинировать и выбить из дальнейших экспериментов. Это является дополнительным фактором, ограничивающим предельную плотность ионного пучка. Управляемый профиль пучка существенно улучшает ситуацию. Уменьшая плотность пучка в центре, можно ограничить рост пространственного заряда ионов и уменьшить рекомбинационные потери. При этом общее время охлаждения уменьшится незначительно, что связано с сильной зависимостью мощности охлаждения от амплитуды колебаний (см. 1.1).

Третьей особенностью установки ЭХ-300 является использование электростатических поворотов для компенсации поперечного дрейфа электронов на тороидальных участках (рис. 2.1, элемент б) магнитного поля. При движении электронов в ведущем магнитном поле (направленном вдоль направления движения) на этих участках возникает движение электронов, уводящее их с силовой линии поля и связанное с центробежной силой. В классической компоновке установки электронного охлаждения [1-3] этот эффект компенсируется с помощью дополнительного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости рисунка 2.1. При этом силовая линия магнитного поля искривляется таким образом, что электрон в результате дрейфа в криволинейном магнитном поле тороидов снова оказывается на оси установки. Это решение хорошо обеспечивает прохождение первичного пучка электронов в коллектор, но не удовлетворительно для движения электронов, отраженных от коллектора. На участке поворотов они испытывают двойное смещение (из-за дрейфа и из-за смещения силовой линии) и, как правило, в коллектор уже не попадают. Это приводит к относительно высоким значениям коэффициента потерь (на уровне  $10^{-4}$ ). Система с электростатическими поворотами, с точки зрения движения электронов, практически аналогична прямолинейной системе, характеризующейся низким значением тока потерь (на уровне  $10^{-5} - 10^{-6}$ ). Реально спектр электронов, выходящих из коллектора, не моноэнергитичен, поэтому все же существует конечная разностная скорость дрейфа, приводящая к их выходу на стенки вакуумной камеры.

## 4. Магнитные измерения на установке ЭХ-300

### 4.1 Измерения датчиком Холла

Для проведения магнитных измерений использовались две системы: датчики Холла и магнитная стрелка. Первая позволяет измерять компоненты магнитного поля вдоль траекторий ионного и электронного пучков. Большой динамический диапазон измеряемых величин и относительно неплохая чувствительность наряду с дешевизной приборов делает ее практически незаменимой для подобного рода работ. Вторая, напротив, являясь прецизионной, может быть использована только для тестирования и настройки специальных соленоидов на участке охлаждения.

Целью проводимых исследований было, во-первых, добиться выравнивания силовой линии магнитного поля до уровня  $10^{-4} - 10^{-5}$  для увеличения эффективности охлаждения и, во-вторых, измерить компоненты магнитного поля в области тороидов и в дипольных корректорах на траектории ионного пучка (см. рис. 2.1, элемент 20) для правильной юстировки ионного пучка в охлаждающей секции.

Чувствительность датчиков Холла по координатным осям составила  $B_z - 7.133$  мкВ/Гс,  $B_y - 7.18$  мкВ/Гс,  $B_x - 7.06$  мкВ/Гс, соответственно. Выбор чувствительности датчиков связан с необходимостью иметь низкий температурный коэффициент (порядка  $10^{-5}$  1/С°), что заметно упрощает используемую электронную аппаратуру.

Датчики Холла установлены на общей несущей (рис. 4.1) и их центры находятся в плоскости, нормальной к линии их перемещения. Блок датчиков был закреплен на тележке, которая свободно перемещалась вдоль системы из 4-х проволок, натянутых параллельно оси установки. Для передвижения использовался специальный механизм протяжки с измерением продольной координаты. Далее используется следующее соглашение для обозначения направлений: ось  $z$  (продольное направление) – вдоль линии перемещения датчиков, ось  $x$  (горизонтальное направление) – направление перпендикулярное плоскости рисунка 2.1, ось  $y$  (вертикальное направление) – направление перпендикулярное оси  $z$  и оси  $x$ , лежащее в плоскости рисунка 2.1.

На рисунке 4.2 показано распределение продольного и поперечного поля при движении датчика Холла вдоль прямой линии, соединяющей дипольные корректоры (рис. 2.1, элемент 20). Величина горизонтальной компоненты не превышает 1 Гс и на данном рисунке не приводится. Секции охлаждения соответствует область между 1.8 и 5.5 м. Минимум и максимум вертикальной компоненты на краях – это поле компенсирующих диполей. Они соединены последовательно с катушками тороидов, а их сила и положение подобраны так, чтобы вернуть отклонившийся от оси ионный пучок на орбиту (рис. 4.3).



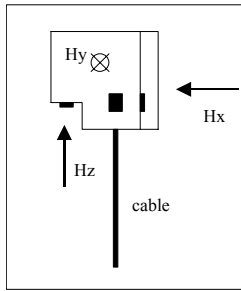


Рисунок 4.1. Схема размещения датчиков Холла.

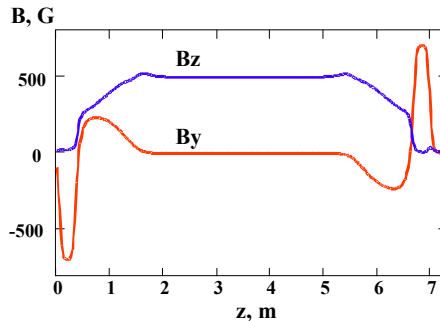


Рис. 4.2.  $B_z$  (горизонтальная компонента) и  $B_y$  (вертикальная компонента) – составляющие магнитного поля вдоль ионной траектории (прямой линии, проходящей через дипольные корректоры (рис. 2.1, элемент 20)).

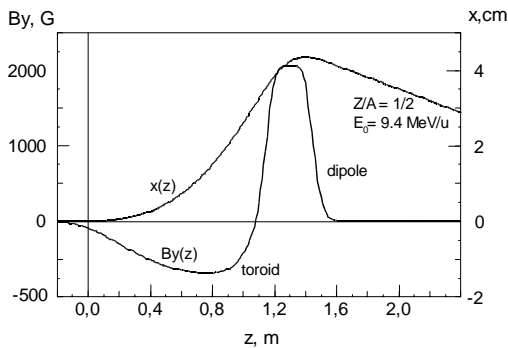


Рис. 4.3. Траектория движения пробного иона на выходе из секции охлаждения. Точка  $z = 0$  соответствует концу соленоида охлаждения. Траектория движения иона на входе в секцию охлаждения получается из изображенной двумя зеркальными отражениями относительно осей  $x$  и  $z$ .

Верхняя кривая на рисунке 4.3 – это траектория частицы на выходе из участка охлаждения, рассчитанная по результатам измерений полей. Для

расчета использовались следующие параметры: соотношение масса/заряд равно  $\frac{1}{2}$ , энергия 9.4 МэВ/нуклон. Из рисунка 4.3 видно, что при выходе из магнитного поля установки электронного охлаждения частица будет иметь угол около 1 мрад. В точке 4.2 м ион пересечет ось орбиты, где его поперечная скорость будет скорректирована.

Продольное магнитное поле установки электронного охладителя вносит дополнительную связь между вертикальными и горизонтальными бетатронными движениями иона в накопителе. В некоторых случаях необходимо принятие дополнительных мер для компенсации данного эффекта. Например, добавление в оптику кольца соленоида с противоположным направлением поля (“антисоленоид”). Поэтому еще один важный параметр для дальнейшей эксплуатации охладителя – это интеграл продольной компоненты поля вдоль ионной траектории. Для значения продольного магнитного поля в соленоиде 750 Гс этот интеграл равен 430 кГс·см.

На рисунке 4.4 приведено распределение остаточных магнитных полей вдоль оси установки. Из рисунка видно, что вертикальная компонента остаточного поля имеет достаточно большую величину на участке охлаждения (в пределах 1G) и должна учитываться при юстировке центрального соленоида. Дополнительные измерения показали, что ее величина сильно зависит от последовательности подачи питания на соленоид и тороид. Поэтому, после окончательной юстировки катушек секции охлаждения, был установлен строгий порядок включения и выключения питания элементов магнитной системы охладителя.

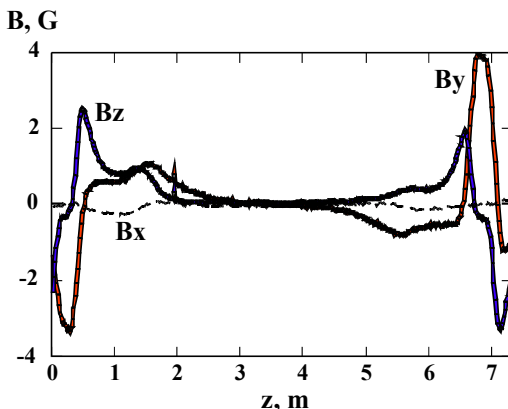


Рис. 4.4. Поперечные ( $B_x$ ,  $B_y$ ) и продольная ( $B_z$ ) компоненты остаточного магнитного поля.

Кроме измерений магнитного поля вдоль траектории ионного пучка, были измерены компоненты магнитного поля в области тороидов. В соленоиде охлаждения до стыка с тороидом датчики перемещались вдоль его оси (отрезок прямой  $\sim 22$  см). Далее в тороиде линией их перемещения является чет-

верть окружности радиусом 1 м. После тороида датчики перемещались вдоль оси соленоида пушки (коллектора) по прямой на ~85 см (с удлинителем). Суммарную линию перемещения в дальнейшем будем называть криволинейной осью. Измерения вдоль криволинейной оси осуществлялись с помощью пошагового движения тележки с блоком датчиков по специальной алюминиевой направляющей. Отметим, что качество измерений в этом случае сильно зависит от точности её изготовления и выставки.

Результаты измерений показаны на рисунках 4.5 и 4.6. На первом приводится значение продольной компоненты магнитного поля в области пушки, на втором – в области коллектора. Горизонтальная компонента магнитного поля оказалась близкой к нулю, что свидетельствует о том, что датчик Холла при движении вдоль тороидального участка незначительно отклонялся от магнитной силовой линии в данном направлении.

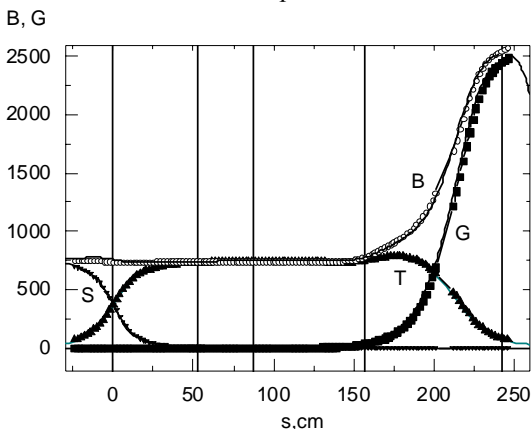


Рис. 4.5. Продольное магнитное поле от различных элементов магнитной системы на тороидальном участке в районе электронной пушки. Буквами на рисунке обозначено: *S* – поле соленоида охлаждения, *T* – поле тороидов, *G* – поле соленоида пушки, *B* – результирующее магнитное поле. Вертикальными линиями слева направо на рисунке обозначены: край соленоида охлаждения ( $s = 0$ ),  $30^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $90^\circ$  градусов поворота в тороиде, электронная пушка. Токи в катушках: 97 А – соленоид, 390 А – тороид, 750 А – соленоиды пушки/коллектора.

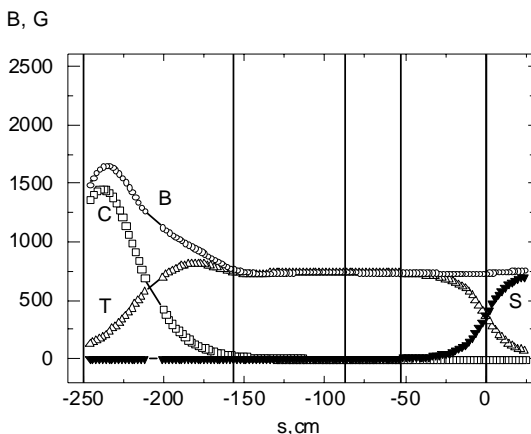


Рис. 4.6. Продольное магнитное поле от различных элементов магнитной системы на тороидальном участке в районе коллектора. Буквами на рисунке обозначено: S – поле соленоида охлаждения, T – поле тороидов, T – поле соленоида коллектора, B – результирующее магнитное поле. Вертикальными линиями слева направо на рисунке обозначены коллектор,  $90^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $30^\circ$  градусов поворота в тороиде, край соленоида охлаждения ( $s=0$ ). Токи в катушках: 97 А – соленоид, 390 А – тороид, 750 А – соленоиды пушки/коллектора.

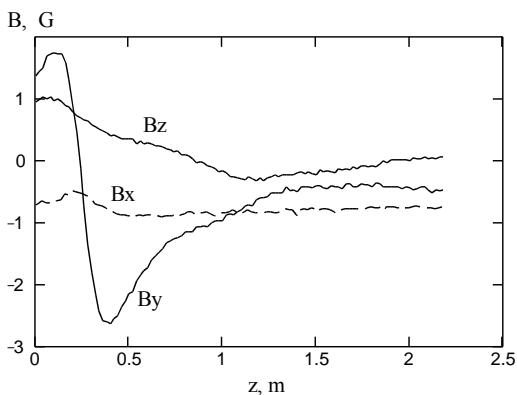


Рис. 4.7. Остаточные магнитные поля вдоль криволинейной направляющей в районе пушки и коллектора ( $z = 0$  соответствует  $-23$  см вглубь соленоида от его края).

На рисунке 4.7 показано распределение остаточного поля на участке пушка – тороид. Данный участок магнитного поля служит только для транспортировки электронного пучка до секции охлаждения, поэтому требования к качеству магнитного поля здесь существенно ниже.

В таблице 4.1 приведены базовые соотношения токов и полей в магнитной системе охладителя, использовавшиеся в экспериментах.

Таблица 4.1

Элемент магнитной системы	Ток, А	Магнитное поле, кГс
Соленоид секции охлаждения	97.7	0.75
Тороид	497	0.95
Электронная пушка	392	1.40
Коллектор (во входном отверстии)		0.82

## 4.2 Измерения компасом

Основным прибором для измерения на участке охлаждения величины отклонения силовой линии магнитного поля от прямой является система, использующая принцип компаса [17]. Цилиндрический стержень из магнитотвердого материала подвешен на нити. На его торце закреплено зеркальце, от которого отражается лазерный луч, направляемый извне. Стержень (стрелка компаса) поворачивается под действием магнитного поля и измеренный угол между падающим и отраженным лучом показывает, насколько силовая линия поля отклонена от геометрической оси в данной точке. Для повышения чувствительности измерительной системы был применен вариант с обратной связью. В этом случае стрелка компаса удерживается все время в строго горизонтальном положении специальными корректирующими катушками. Ток в этих катушках пропорционален отклонению отраженного от зеркала луча от оси фотоприемника. Таким образом, измеряя ток коррекции, можно судить о величине искажения магнитного поля соленоида.

На рисунке 4.8 представлены результаты таких измерений. Отношение поперечной компоненты (в данном случае горизонтальной) к величине ведущего поля приводится в зависимости от продольной координаты вдоль соленоида секции охлаждения. Верхняя кривая – это результат первоначальной выставки катушек. После нескольких итераций по их юстировке однородность поля была заметно улучшена, как показано на нижней кривой.

Юстировка катушек соленоида происходила по следующему алгоритму:

1. Первоначальная расстановка катушек в соленоиде осуществлялась на основе предварительных магнитных измерений при помощи датчиков Холла (каждая из них промерялась на специальном стенде на этапе производства).

2. После проведения первичного измерения производилось измерение отклика отдельной катушки на фиксированный наклон и поворот. Для этого одна из катушек поворачивается на строго определенный угол, и измерения производятся повторно. Разница в поперечных полях до поворота и после дает соотношение (угол поворота катушки)/сигнал.

3. Следующим этапом являлась окончательная юстировка катушек. После каждого измерения поперечных компонент поля, при помощи специальной программы, минимизирующей среднеквадратичное отклонение силовой линии от прямой, вычислялась таблица пространственных смещений для всех катушки. После этого с помощью микрометра производилась подвижка всех катушек. В зависимости от первоначального отклонения таких итераций может быть 2÷3.

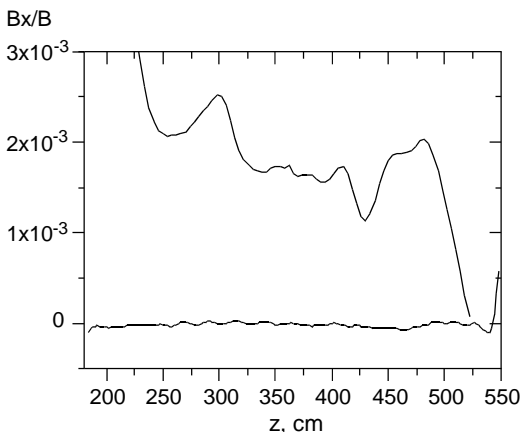


Рис. 4.8. Наклон магнитной силовой линии к геометрической оси установки внутри охлаждающей секции до корректировки магнитного поля (верхняя кривая) и после (нижняя кривая).

Приведенные данные – своеобразный рекорд в области изготовления прецизионных соленоидов. Среднеквадратичная величина неоднородности поля, в некоторых случаях, достигала  $10^{-6}$  по отношению к продольной компоненте.

## 5. Вакуумная система

Вакуумная система электронного охладителя должна обеспечивать уровень вакуума порядка  $10^{-11}$  торр для получения необходимого времени жизни ионного пучка в накопителе. Уровень вакуума в этих условиях определяется газоотделением с поверхности стенок. Для нержавеющей стали коэффициент десорбции при комнатной температуре имеет величину порядка  $8 \cdot 10^{-13}$  торр·л·с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>. При общей поверхности вакуумной камеры порядка 6 кв.м полный поток газа составляет  $4.8 \cdot 10^{-8}$  торр · л/с, что при прямой откачке требует от насосной системы скорости откачки около 5000 л/с. С учётом проводимостей вакуумной системы скорость откачки должна быть не ниже 10000 л/с.

Насосная система электронного охладителя ЭХ-300 состоит из четырех объёмов с титановыми испарителями с рабочей поверхностью около  $0.2 \text{ м}^2$  каждый (рис. 2.1, элемент 12), обеспечивающими скорость откачки около 4000 л/с, и двух магниторазрядных насосов со скоростью откачки по 500 л/с каждый (рис.1, 19).

Сублимационные объёмы с титановыми испарителями расположены в непосредственной близости от электронной пушки и коллектора. Магниторазрядные насосы используются при откачке установки на низких уровнях вакуума.

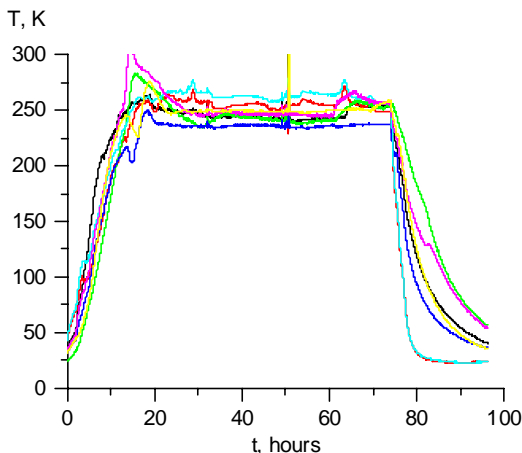


Рис. 5.1. Температура стенок вакуумной камеры в различных точках при прогреве.

Из приведенных выше оценок видно, что вакуумные условия в ЭХ-300 оказались даже лучше, чем ожидалось. Это может быть связано с дополнительной очисткой поверхности вакуумной камеры электронным током в процессе работы установки. В режиме поворота электронного пучка в тороидах за счет магнитного поля легко получается коэффициент рекуперации на уровне  $10^{-3}$  при полном токе пучка 3 А, что позволяет использовать ток потерь величиной до 3 мА для десорбции остаточного газа со стенок вакуумной камеры. Коэффициент десорбции зависит от дозы облучения электронами в степени  $-0.68$ . Доза очищающих электронов составляет  $1.6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$  для коллектора и  $5.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  для охлаждающего участка за 1 день работы. Полученная доза способна понизить коэффициент десорбции до уровня  $3 \cdot 10^{-6}$  в коллекторе и  $1.5 \cdot 10^{-3}$  в охлаждающей секции. Зависимость уровня вакуума от тока рассеянных электронов позволяет оценить время, необходимое для

достижения требуемого вакуума  $2 \cdot 10^{-11}$  торр при коэффициенте рекуперации  $10^{-3}$  и полном токе пучка 3 А в 10 дней.

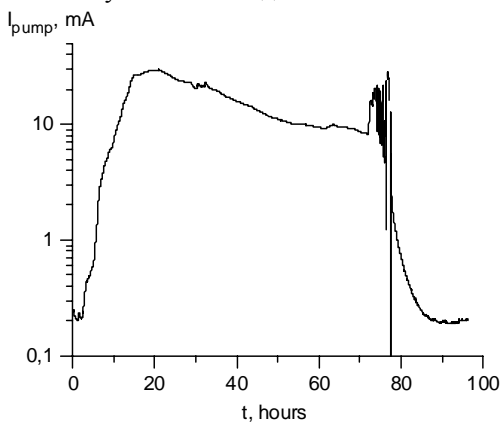


Рис. 5.2. Изменение тока магниторазрядного насоса во время прогрева.

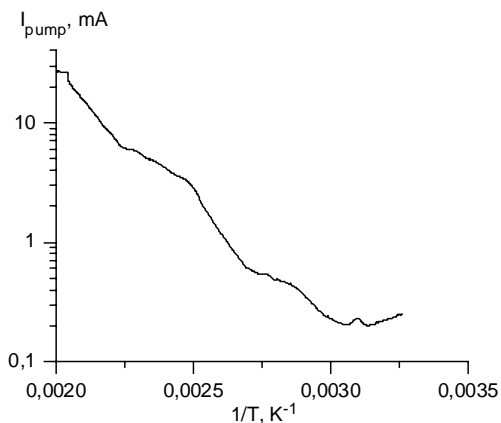


Рис. 5.3. Ток магниторазрядного насоса при прогреве как функция обратной температуры. Экспериментальные данные получены на стадии подъема температуры.

Перед активацией катода и запуском установки для работы с электронным пучком вакуумная камера была прогрета в течение 50 часов до температуры  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Характерные зависимости температуры вакуумной камеры от времени в различных частях установки показаны на рисунке 5.1. Одновременная запись тока магниторазрядного насоса от времени показана на рисунке 5.2. На рисунке 5.3 ток магниторазрядного насоса показан как функция обратной температуры. Максимальная температура прогрева выбрана из опыта предыдущих прогревов на стенде “пушка-коллектор”. Температура



250 – 300 С° достаточна для качественного обезгаживания вакуумной поверхности, а риск возникновения дефектов в соединениях керамика-металл, в местах пайки и в местах вакуумных уплотнений еще достаточно мал. Заметим, что прогрев уже собранной установки происходит при наличии дополнительных напряжений, связанных с разностью давлений внутри камеры и снаружи. Поэтому даже детали, прошедшие отжиг в вакуумной печи при высокой температуре, могут дать течь при прогреве в составе установки.

Сразу после прогрева коэффициент десорбции коллектора был на уровне  $10^{-3}$  (при скорости откачки 5000 л/сек). На рисунке 5.4 показана зависимость давления в установке от тока пучка на коллектор при напряжении коллектора 300 В. После недели работы коэффициент десорбции понизился до  $5 \cdot 10^{-6}$ .

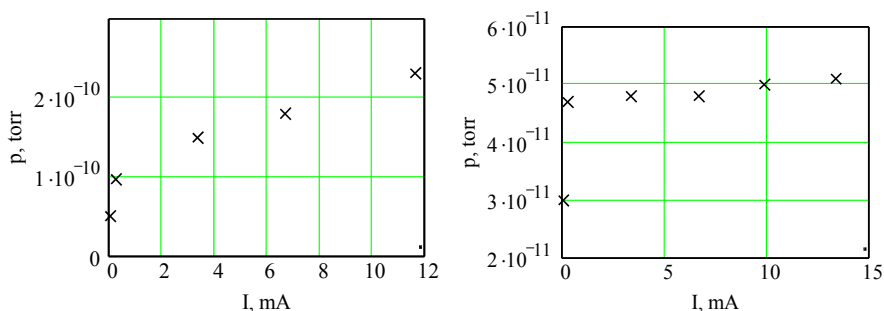


Рис. 5.4. Изменение коэффициента десорбции газа под действием электронного пучка за неделю работы электронного охладителя. Слева – зависимость давления остаточного газа от тока пучка сразу после окончания прогрева, справа – после недели работы.

На следующем рисунке 5.5 показано характерное поведение вакуума в течении работы электронного пучка. Видно, что несмотря на прогрев катода и десорбцию газа под действием электронов, попавших на стенку вакуумной камеры, рабочий вакуум в установке сохраняется на уровне  $6 \cdot 10^{-11}$  торр. После выключения электронного пучка ( $t = 3.7$  часа) давление остаточного газа в установке возвращается к своему исходному значению в течении 2-3 часов. Отдельные пики на кривой давления во время прохождения электронного пучка, по-видимому, соответствуют попаданию мельчайших частичек пыли на траекторию пучка и их испарению под его воздействием. Увеличение напряжения на катоде без эмиссии электронного пучка не сопровождается таким эффектом.

Для алюминиевой пылинки размером 10 мкм достаточно 10 мс нахождения под действием электронного пучка с током 1 А и энергией 200 кэВ, чтобы нагреться до температуры плавления. Зная характерное возмущение давления ( $2 \cdot 10^{-9}$  торр) и полный вакуумный объем установки  $0.25 \text{ м}^3$ , можно оценить характерный диаметр пылинки как 5 – 10 мкм. Возможно, что на вакуумные условия влияет и эффект “пылесоса”. Электронный пучок своим

пространственным отрицательным зарядом собирает положительно заряженные пылинки из объема.

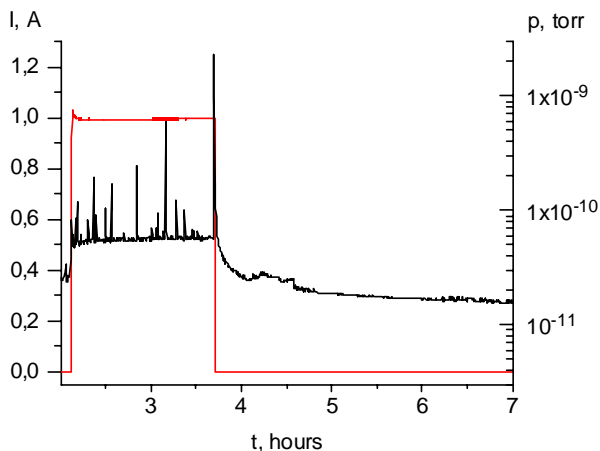


Рис. 5.5. Изменение давления остаточного газа во время работы установки электронного охлаждения (пояснения в тексте).

## 6. Электронная пушка

Основной особенностью электронной пушки установки ЭХ-300 является возможность управления профилем электронного пучка [16]. Схема электронной пушки показана на рисунке 6.1.

Электроны, эмитируемые катодом 1, ускоряются в катодно – анодном промежутке (1 – 4). Для сглаживания электрического поля на краю катода используется дополнительный электрод (2). Управление профилем пучка осуществляется с помощью управляющего электрода (3), создающего повышенное электрическое поле на краю катода [16]. В этой области создается повышенный пространственный заряд, компенсирующий электрическое поле от анода, что подавляет эмиссию электронов в центре катода.

На рисунке 6.2 показаны изменения профиля электронного пучка при изменении отношения напряжения на управляющем электроде к напряжению на аноде. Профили пучка сняты по интенсивности свечения вольфрамовой нити ( $20 \mu\text{m}$ ) при ее движении поперек электронного пучка. Для калибровки величины токооседания на проволочку использовались экспериментальные данные, полученные при измерении светимости проволочки при нагреве ее заданным током. На рисунках наблюдается неоднородность свечения проволочки (особенно на левом верхнем). Яркость свечения в нижнем прямоугольнике существенно выше, чем в боковом. Этот эффект может быть объяснен сильной неоднородностью профиля тепловыделения. Вольфрамовая проволочка перемещалась, относительно плоскости рисунка, снизу вверх. Поэтому, когда лента электронного пучка располагалась поперек вольфрамовой нити, то происходило расплавление

вольфрамовой нити, то происходило расплывание области свечения за счет конечной теплопроводности нити. На рисунке 6.3 показаны отдельно два профиля свечения вольфрамовой нити для горизонтального и вертикального направлений.

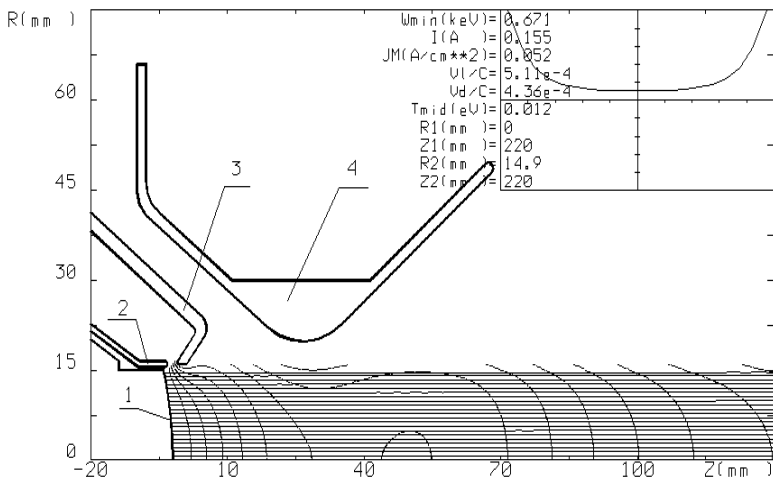


Рис. 6.1. Схема электронной пушки: 1 - катод, 2 - формирующий электрод, 3 - управляющий электрод, 4 - анод. На рисунке также указаны эквипотенциали электрического поля, траектории электронов и профиль пучка на выходе электронной пушки.

Независимо от вышеописанного метода, профиль пучка восстанавливался также по экспериментальным данным измерения электронного тока оседания на вольфрамовую нить. Поперечное сечение пучка разбивалось на набор концентрических окружностей с произвольным значением плотности тока в каждом. Зная интегральные значения электронного тока, приходящего на нить при ее последовательном движении поперек пучка, можно восстановить плотность тока в каждой из концентрических окружностей в предположении аксиальной симметрии пучка. Результаты измерений показаны на рисунке 6.4.

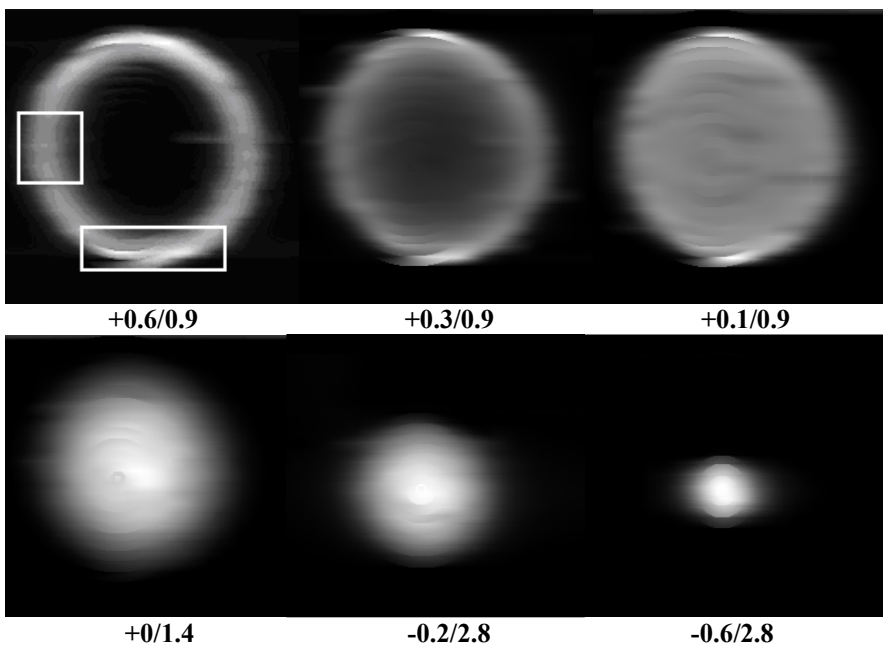


Рис. 6.2. Профили электронного пучка, измеренные по свечению тонкой вольфрамовой нити. Измерения проводились на специальном стенде с движущимся пробником в виде рамки с натянутой нитью. Под каждым рисунком указано соотношение между напряжениями на аноде и управляющем электроде  $U_{\text{grid}}/U_{\text{anode}}$  (кВ).

На рисунке 6.5 приведена зависимость первеанса электронной пушки от величины соотношения напряжения между управляющим электродом и анодом. Немонотонность указанной кривой в области  $U_{\text{grid}}/U_{\text{anode}} \approx 1.2 - 1.7$  связана с переходом электронной пушки в режим виртуального катода. В этом случае управляющий электрод вытягивает с катода тока больше, чем может пропустить прианодная область по пространственному заряду. В результате происходит автоколебательный процесс последовательного запира-ния/отпира-ния электронного тока пространственным зарядом, что приводит к большим флуктуациям тока пучка. До начала указанного режима никаких заметных флуктуаций пространственного заряда в пучке не наблюдалось.

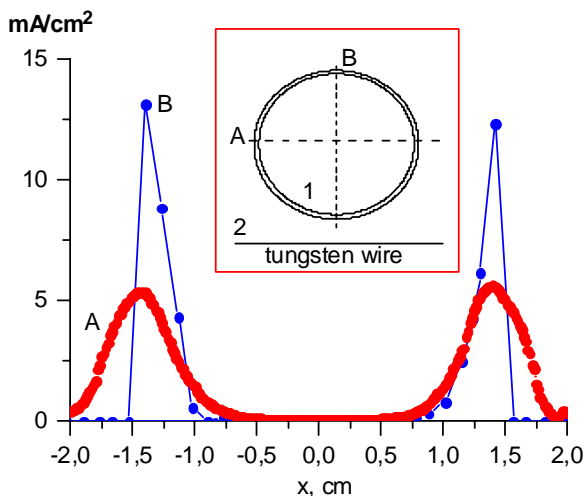


Рис. 6.3. Зависимость свечения вольфрамовой нити под действием электронного пучка в различных направлениях. В центре графика схематично указаны: 1 – узкий круговой профиль пучка, 2 – расположение вольфрамовой нити относительно пучка, 3 – направления A и B, вдоль которых приведены профили плотности тока, восстановленные по светимости нити.

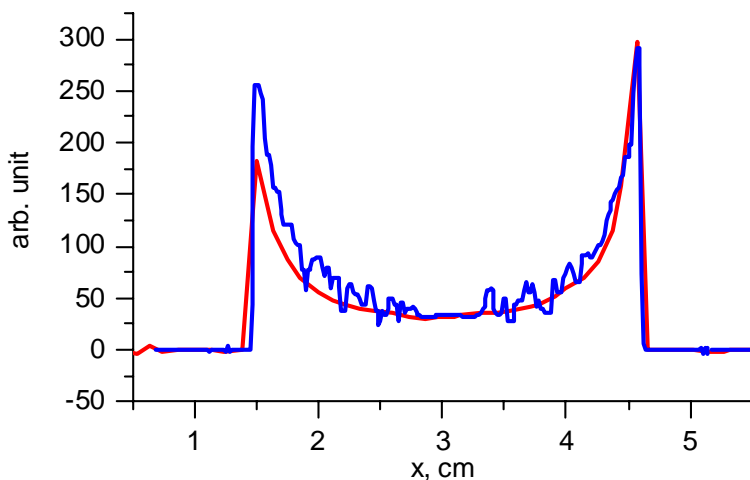


Рис. 6.4. Сравнение профилей электронного пучка, полученных по измерениям свечения нити и по измерениям тока оседания на нить.

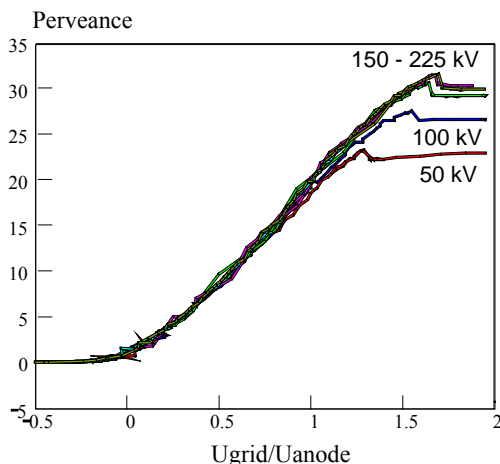


Рис. 6.5. Первеанс электронной пушки относительно анодного напряжения в зависимости от напряжения на управляющем электроде.

С ростом ускоряющего напряжения наблюдается увеличение значения критического напряжения, с которого электронная пушка переходит в режим виртуального катода. Это связано с тем, что некоторая часть напряжения ускоряющей трубки “проваливается” в область пушки, приводя к дополнительному ускорению электронов в анодной области, что ведет к уменьшению поля пространственного заряда в этой области. Режим виртуального катода наступает и в этом случае, но уже при большем значении тока пучка. При этом происходит смещение положения виртуального катода вглубь электронной пушки по направлению к катоду. Начиная с некоторого значения ускоряющего напряжения положение виртуального катода смещается настолько глубоко, что величина “проваливания” ускоряющего поля в эту область становится пренебрежимо малой. Именно это и наблюдается на рисунке 6.5 в области значений ускоряющего напряжения 150 и более кВ.

## 7. Коллектор установки электронного охлаждения ЭХ-300

При проектировании коллектора решались следующие задачи:

- 1 – обеспечить отвод средней мощности, выделяемой в коллекторе, и не допустить локального перегрева поверхности коллектора;
- 2 – добиться максимально возможного первеанса коллектора  $P_{coll} = I/U_{coll}^{3/2}$  с целью минимизации мощности, необходимой для рекуперации электронного пучка;
- 3 – минимизировать долю вторичных электронов, покидающих коллектор.

Схема коллектора показана на рисунке 7.1. Вход в коллектор 1 находится под потенциалом последнего тормозящего электрода. Потенциал приколлекторного электрода 2 всегда равен потенциалу коллектора. Супрессор 3 имеет отдельный источник питания и может быть заперт по потенциалу относительно коллектора. Для уменьшения выхода низкоэнергетичных электронов вдоль боковой поверхности коллектора используется дополнительный цилиндрический электрод 4, находящийся под потенциалом коллектора. Магнитный концентратор 5 выполнен из магнитомягкого (сталь 10) материала и предназначен для формирования магнитного поля в коллекторе. Внутренняя поверхность коллектора охлаждается трансформаторным маслом 7

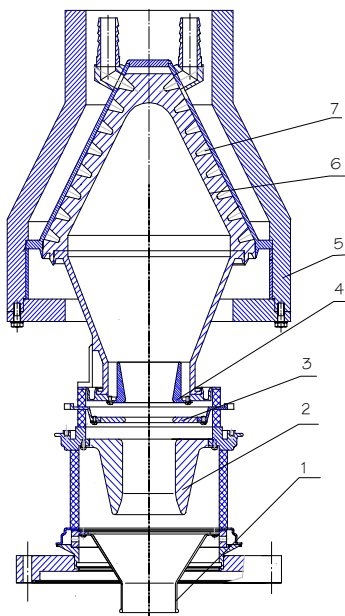


Рис. 7.1. Схема коллектора.

### 7.1. Тепловой режим коллектора

В наиболее напряженном режиме (3 А и 5 кВ) коллектор должен рассеивать мощность до 15 кВт. Диаметр электронного пучка на коллекторе составляет около 15 см, при этом плотность мощности в пучке может достигать около  $90 \text{ Вт/см}^2$ .

Из-за высокого напряжения на коллекторе в качестве рабочего тела на установке ЭХ-300 применялось трансформаторное масло. Оно хорошо совместимо с большинством конструктивных и других материалов, применяемых в электротехнических устройствах. Трансформаторное масло не требует операции постоянного кондиционирования и очистки, что абсолютно необ-

ходимо в нашем случае при использовании воды. Однако при этих неоспоримых преимуществах его применение в качестве теплоносителя менее эффективно, чем вода, и требует обеспечения более высокого давления жидкости в системе. Температура рабочей поверхности коллектора при охлаждении маслом, как правило, выше, чем при охлаждении водой. Расчеты, приведенные в [11], показывают, что использование трансформаторного масла позволяет достаточно эффективно обеспечить охлаждение коллектора.

Благодаря использованию магнитного концентратора магнитное поле в коллекторе значительно ослабляется, радиус пучка увеличивается и, соответственно, уменьшается плотность тока в пучке (результаты моделирования траекторий пучка приведены ниже). За счет конусной конфигурации приемной поверхности конуса падающая мощность распределяется на достаточно большую площадь, что также уменьшает плотность мощности.

Используемая электронная пушка может генерировать полый электронный пучок, ток в котором сконцентрирован в узком кольце. Такой пучок может вызвать локальный перегрев коллектора в той области, куда падает это кольцо. Чтобы оценить этот эффект, был произведен расчет электронного пучка, который формировался пушкой при напряжении управляющего электрода 1 кВ и напряжении анода 3 кВ. Полный ток при этих параметрах равен 1.2 А. Распределение плотности тока на внутренней поверхности коллектора показано на рисунке 7.2. Максимальная плотность тока составила  $15.1 \text{ mA/cm}^2$ , соответственно, максимальная плотность энергии составляет  $75.5 \text{ Вт/см}^2$ . С учетом того, что максимум плотности тока очень узкий, теплосъем при такой плотности энергии при принудительном охлаждении не приводит к особым затруднениям.

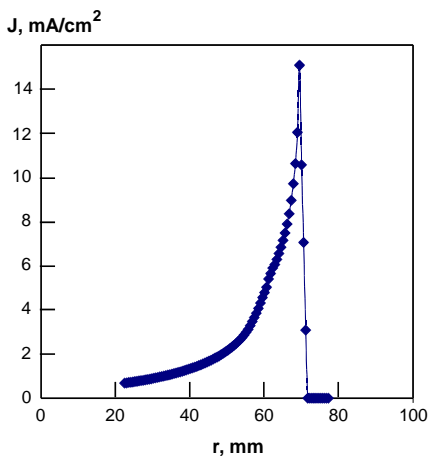


Рис. 7.2. Распределение плотности тока электронного пучка на внутренней поверхности коллектора.



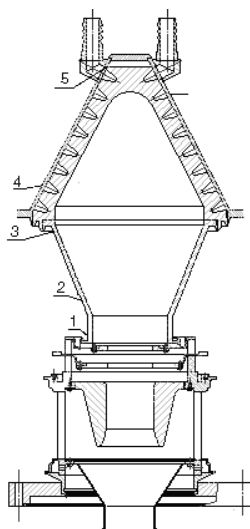


Рис. 7.3. Места крепления термодатчиков на поверхности коллектора.

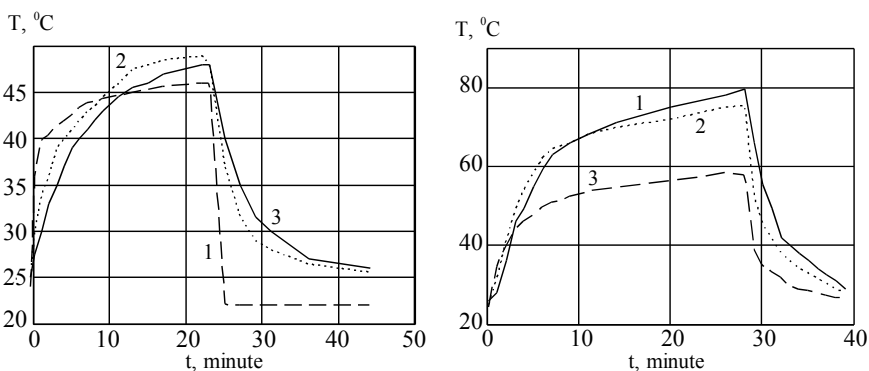


Рис. 7.4. Временная диаграмма изменения температуры коллектора в различных точках для соотношения полей пушка/коллектор 500/500 Гс (левый рисунок) и 500/250 Гс (правый рисунок). Ток пучка 1А, напряжение коллектора 3 кВ.

На рисунке 7.4 приведены экспериментально измеренные графики зависимости температуры коллектора от времени в различных точках [12]. Схема размещения датчиков показана на рисунке 7.3.

## 7.2. Принцип работы коллектора и простейшие оценки.

В основе способности коллектора удерживать вторичные электроны лежат два основных физических принципа. Первый – удержание (отражение)

электронов за счет создания магнитной пробки в приколлекторной области, и второй – удержание вторичных электронов с помощью электростатического барьера, создаваемого супрессорным электродом. Последний метод можно дополнительно разделить на два режима: статический и динамический. Они отличаются ролью пространственного заряда в распределении потенциала. Статический режим соответствует малым токам, когда пространственный заряд пренебрежимо мал, второй – большим токам электронного пучка, когда вторичные электроны запираются не только электростатическими полями, создаваемыми коллекторными электродами, но и суммарным пространственным зарядом пучка и вторичных электронов.

В статическом режиме работы данного коллектора, когда ток пучка  $J_e \leq 0.2A$ , выход из коллектора отражённых электронов ограничен только потенциальным барьером супрессора  $U_s(r) - U_{col}$ , где  $U_s(r)$  – радиальное распределение потенциала в плоскости супрессора при напряжении на нём  $U_{sup}$ , а  $U_{col}$  – напряжение коллектора. Здесь и далее напряжения взяты относительно катода. Если спектр отражённых электронов по энергии однородный, то доля выходящих электронов пропорциональна  $U_s(r)/U_{col}$ , а остальные удерживаются абсолютно.

Далее из коллектора выходят только те электроны, которые попадают в конус потерь  $V_{\perp}/V = \sin\theta = (B_1(r)/B_{sup})^{1/2}$ . Здесь  $B_{sup} (\approx const)$  – поле в плоскости супрессора, а  $B_1(r)$  – магнитное поле на конусной стенке коллектора в точке пересечения её силовой линией, которая в плоскости супрессора проходит по радиусу  $r$ . Если отражение от стенки по углу изотропно, то выход электронов из коллектора пропорционален отношению телесного угла конуса потерь к  $2\pi$ . При малых углах  $\theta$  это отношение равно  $\theta^2/2 \approx B_1/(2 \cdot B_{sup})$ .

Отсюда следует приближённая оценка выхода отражённых электронов из коллектора  $k_{out}(r) \approx \eta(U_{col}) \cdot (U_s(r)/U_{col})^\alpha \cdot B_1(r)/B_{sup}$ , где  $\eta(U_{col})$  – коэффициент отражения от стенки и  $\alpha$  – феноменологический показатель степени при отношении напряжений. Его значение определяется долей электронов в пространстве скоростей, которые отражаются от потенциала супрессора с учетом действия магнитного удержания. В работе [14], например, предложено значение  $\alpha=2$  по результатам работ с рекуперацией электронного пучка в системе без участков тороидального магнитного поля. Оценка довольно грубая, но факторы, определяющие качество коллектора, представлены в ней в виде сомножителей. По экспериментальным данным, в диапазоне энергии падающих электронов 1.4 – 3.9 кэВ интегральный коэффициент отражения  $\eta$  на меди возрастает примерно от 0.26 до 0.3, а коэффициент вторичной эмиссии  $\delta$  падает примерно от 1.1 до 0.6.

### 7.3. Распределения электрического и магнитного поля коллекторе

На рисунках 7.5 и 7.6 показано распределение электрических и магнитных полей на входе в коллектор для двух различных напряжений на супрес-

соре. Видно, что при приближении потенциала супрессора к потенциалу катода на оси формируется потенциальный барьер для электронов. Зависимость минимального потенциала на оси от напряжения супрессора приведена на рисунке 7.7. Распределение потенциала по радиусу в области супрессора показано на рисунке 7.8.

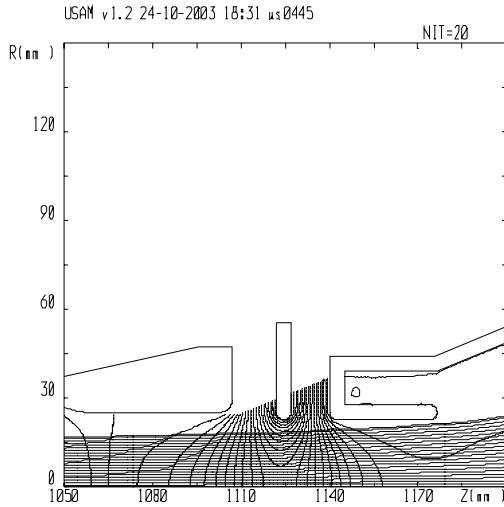


Рис. 7.5. Эквипотенциали вблизи супрессора при  $U_{coll} = 2.4$  кВ,  $U_{supp} = 0.445$  кВ, ток пучка  $I_0 = 0.21$  А; шаг эквипотенциалей 100 В. Потенциалы отсчитываются от потенциала катода. Прямые горизонтальные линии на рисунке – силовые линии магнитного поля в коллекторе.

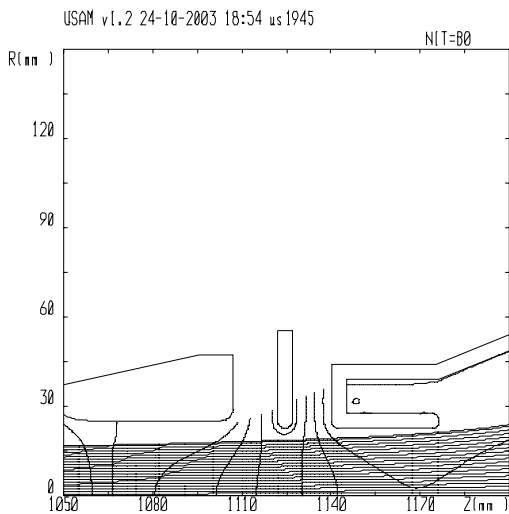


Рис. 7.6. Эквипотенциали вблизи супрессора при  $U_{coll} = 2.4$  кВ,  $U_{supp} = 1.945$  кВ, ток пучка  $I_0 = 0.21$  А; шаг эквипотенциалей 100 В. Потенциалы отсчитываются от потенциала катода. Прямые горизонтальные линии на рисунке – силовые линии магнитного поля в коллекторе.

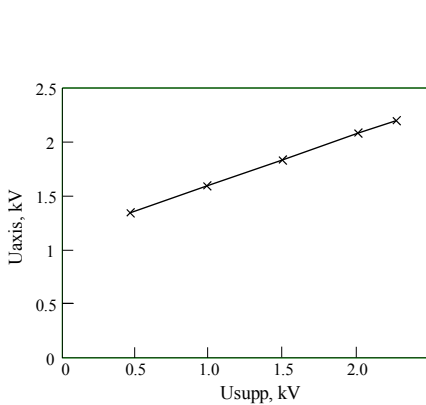


Рис. 7.7. Зависимость минимального потенциала на оси от потенциала супрессора.  $U_{coll} = 2.4$  кВ.

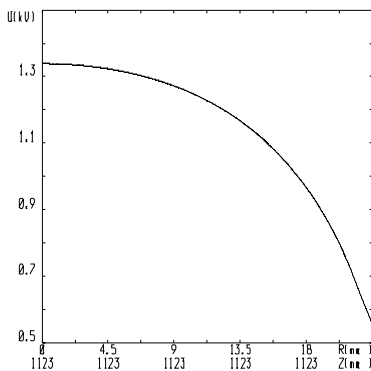


Рис. 7.8. Распределение потенциала по радиусу в районе супрессора.  $U_{supp} = 0.445$  кВ,  $U_{coll} = 2.4$  кВ.

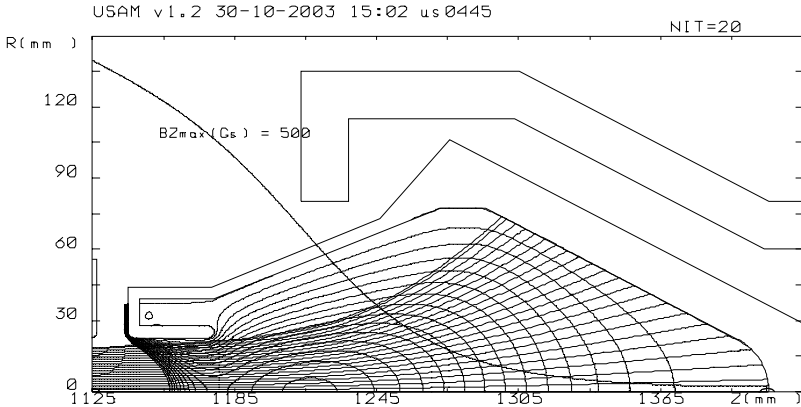


Рис. 7.9. Распределение магнитного поля в коллекторе, эквипотенциали через 10 В, траектории основного пучка.  $U_{supp} = 0.445$  кВ,  $U_{coll} = 2.4$  кВ.

Основные результаты расчета внутреннего пространства коллектора показаны на рисунке 7.9. Приведены распределение магнитного поля в коллекторе, эквипотенциали через 10 В, траектории основного пучка. Расчет проводился при однородном основном пучке с током  $I_0 = 0.21$  А. Как видно, весь основной пучок приходит на охлаждаемую конусную поверхность коллектора. Вдоль образующей приёмного конуса угол падения электронов (относительно нормали) практически линейно падает от 1 рад в центре до 0.2 рад на краю. В результате к внешнему краю пучка растет плотность потока мощности. Это связано с геометрическим фактором – наклоном принимающей поверхности к направлению падения пучка.

Магнитное удержание электронов в коллекторе определяется следующими факторами. Первый фактор – это соотношение между магнитным полем на поверхности коллектора и на входе в коллектор. На рисунке 7.10 представлено распределение магнитного поля вдоль конусной поверхности коллектора. Видно, что магнитное поле растёт по радиусу и, соответственно, увеличивается угол выхода из магнитной пробки  $\sin^2(\theta) = B/B_{out}$ . Таким образом, конус потерь увеличивается с ростом радиуса, а вместе с ним и выход вторичных электронов.

Второй фактор – это геометрическая ориентация поверхности коллектора относительно направления падения первичного пучка. Для эффективного захвата вторичных электронов в коллекторе необходимо, чтобы они приобретали при отражении достаточно большую поперечную скорость.

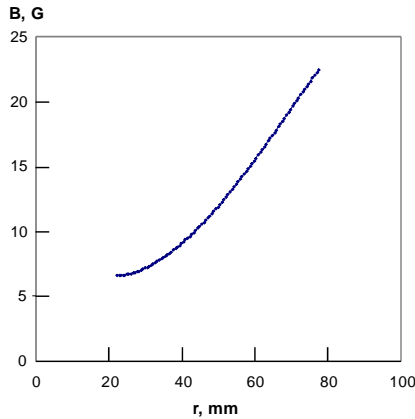


Рис. 7.10. Распределение магнитного поля на внутренней поверхности коллектора.

Очевидно, что в силу обратимости уравнений движения, всегда существует возможность скомбинировать начальные условия на поверхности коллектора таким образом, чтобы вторичный электрон повторил путь первичного и вышел из коллектора. При этом не обязательно, чтобы вторичный электрон повторил путь первичного электрона, который его породил. Возможно, что он повторит путь первичного электрона, проходящего через какую-нибудь близлежащую точку. Если в процессе движения по коллектору первичный электрон не приобретает азимутальную скорость, то для выхода из коллектора вдоль траектории первичного электрона вторичному электрону надо отразиться строго назад  $v_z \rightarrow -v_z$ . Реально же, из-за нарушения адиабатичности движения в коллекторе первичный электрон всегда имеет конечную азимутальную скорость относительно ведущего магнитного поля (для наших условий  $v_{\perp}/v \approx 0.1 - 0.2$ ). Поэтому для того, чтобы вторичный электрон повторил траекторию падающего электрона в плоскости RZ, т. е. в пренебрежении прокручиванием по азимуту, следует выполнить в точке соударения с поверхностью следующие условия:  $v_r \rightarrow -v_r$ ,  $v_z \rightarrow -v_z$ , но  $v_{\phi} \equiv v_{\phi}$  (т.к.  $p_{\phi} = mrv_{\phi} - (e/c) \cdot rA_{\phi} = \text{const}$ ).

Как указано в [13], (см. прил. 1) более высокоэнергетичные электроны испытывают меньшее рассеяние в веществе и выходят из вещества близко к углу отражения. Поэтому, чем ближе угол падения электронов на поверхность коллектора к нормальному, тем выше вероятность вторичному электрону выйти из коллектора по траектории первичного. Для данного коллектора наблюдается приближение угла падения первичных электронов к нормальному с ростом радиуса (см. рис. 7.9), что ведет к дополнительному увеличению потока вторичных электронов из коллектора.

Как видно из рисунка 7.9, объемный заряд пучка образует в коллекторе еще один потенциальный барьер. Величина провисания потенциала

(высота барьера) представлена на рисунке 7.12. Вместе с запирающим потенциалом супрессора этот барьер ограничивает максимально достижимый первеанс коллектора.

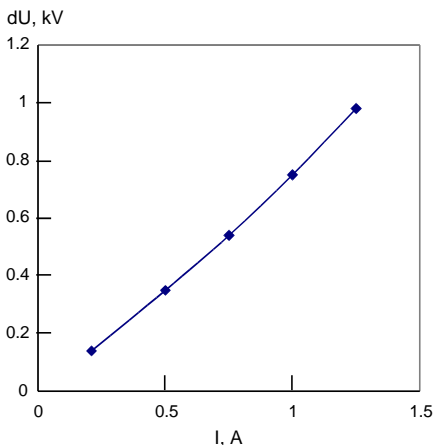


Рис. 7.12 Провисание потенциала в коллекторе в зависимости от тока основного пучка без учета объемного заряда вторичных электронов.

На первеанс коллектора влияет распределение плотности тока в пучке по радиусу. При использовании полых (трубчатых) пучков провисание потенциала в коллекторе получается меньшим и, следовательно, его первеанс увеличивается. В таблице 7.1 приведены значения провисания потенциала при изменении формы пучка. Полный ток пучка при этом составлял  $I_0 = 1.22$  А.

Таблица 7.1

Форма пучка	Провисание потенциала (кВ)
Плоский	0.900
Трубчатый	0.740

Необходимо отметить, что объемный заряд вторичных электронов очень сильно влияет на значение провисания потенциала в коллекторе. На рисунке 7.13 приведено распределение эквипотенциалей ( $dU = 10$  В), наведенных объемным зарядом вторичных электронов. Расчет выполнен несамосогласованным образом, так как вторичные электроны двигались только в поле первичного пучка, но он позволяет судить о характерных величинах провисания потенциала в этом случае. Видно, что оно может достигать до нескольких сотен вольт. Таким образом, можно сделать вывод, что низкоэнергичные вторичные электроны, как правило, запираются в коллекторе собственным пространственным зарядом. Наибольшую вероятность покинуть коллектор имеют упруго или почти упруго отраженные электроны.

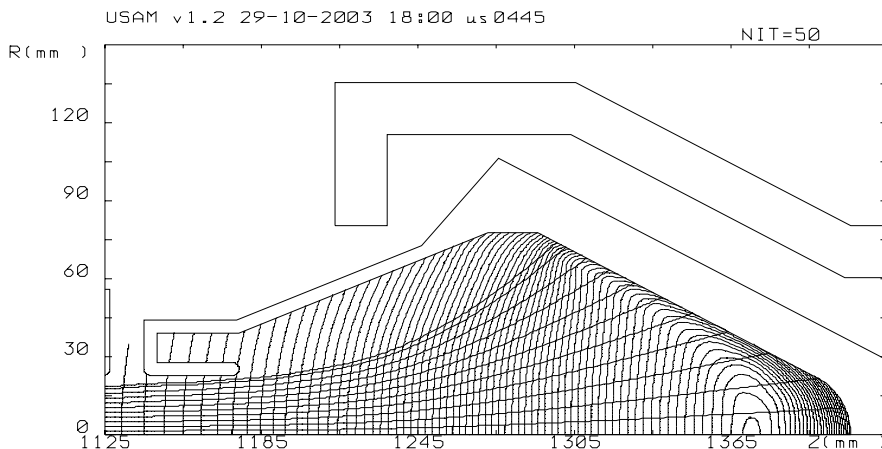


Рис. 7.13. Распределение эквипотенциалей объемного заряда вторичных электронов, эквипотенциали через 10 В.

#### 7.4 Первеанс коллектора

Важной характеристикой коллектора является значение его первеанса, определяемого как отношение максимального тока пучка к напряжению коллектора в степени  $3/2$ . При дальнейшем увеличении тока пучка происходит формирование виртуального катода в коллекторной области и срыв прохождения пучка (или срыв рекуперации). При срыве потенциал на оси пучка в коллекторе становится более отрицательным, чем потенциал катода. При высоком первеансе коллектора можно осуществлять менее напряженный его тепловой режим.

Фактическое значение первеанса коллектора определяется не только его геометрией, но также формой пучка и значением потенциала супрессора. При работе с полым пучком первеанс коллектора как правило выше, чем при работе с пучком, однородным по сечению. Приближение потенциала супрессора к потенциалу катода естественным образом уменьшает первеанс коллектора, так как в этом случае достаточно лишь небольшого значения электронного тока, чтобы достичь потенциала запираения. Конкретное значение потенциала супрессора является компромиссом между желанием, с одной стороны, иметь высокий первеанс коллектора и малую выделяющуюся в нем тепловую мощность, и желанием обеспечить наиболее глубокий потенциальный барьер для вторичных электронов, рождающихся в коллекторе, с другой.



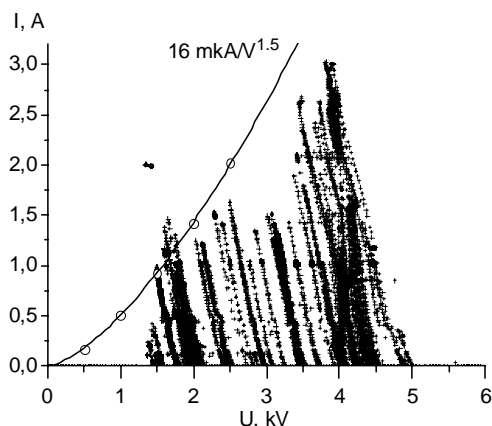


Рис. 7.14. Зависимость максимального тока коллектора от напряжения коллектора. На рисунке нанесены значения тока пучка при различных значениях напряжения на коллекторе. Максимальное значение тока (верхняя точка кривых) соответствует первансу коллектора. Небольшой наклон кривых влево связан с понижением напряжения коллектора при увеличении нагрузки (тока пучка).

На рисунке 7.14 изображены значения тока пучка при различных значениях напряжения на коллекторе. Видно, что экспериментально измеренное значение перванса коллектора лежит в диапазоне  $18 - 14 \text{ мкА/В}^{1.5}$ . Здесь же на рисунке показана расчетная зависимость максимального тока основного пучка от напряжения коллектора в случае равномерной плотности тока пучка по радиусу. Соответствующее значение микроперванса равно 16.

### 7.5. Супрессорные волны

В ходе экспериментов была обнаружена волнообразная зависимость тока электронов, попадающих на супрессор, от напряжения супрессора (рис. 7.15).

Такая зависимость может быть связана с движением электронов по спиральной траектории в магнитном поле коллектора. При напряжении коллектора 3 кВ и магнитном поле 800 Гс длина ларморовской спирали см сравнима с характерными расстояниями между электродами в коллекторе (расстояние между выходным отверстием коллектора и супрессором 1.3 см). Так как радиусы супрессора и отверстия в коллекторе равны, то, в зависимости от фазы циклотронного движения, электроны, вылетающие из коллектора вдоль стенки, или будут попадать на супрессор, или нет. Из-за наличия цилиндрической вставки (рис. 7.1, элемент 4) начальная фаза ларморовского вращения вылетающих электронов не совсем произвольна. Вставка пропус-

кает лишь незначительное количество электронов с заданной фазой (рис. 7.16) и поглощает все остальные.

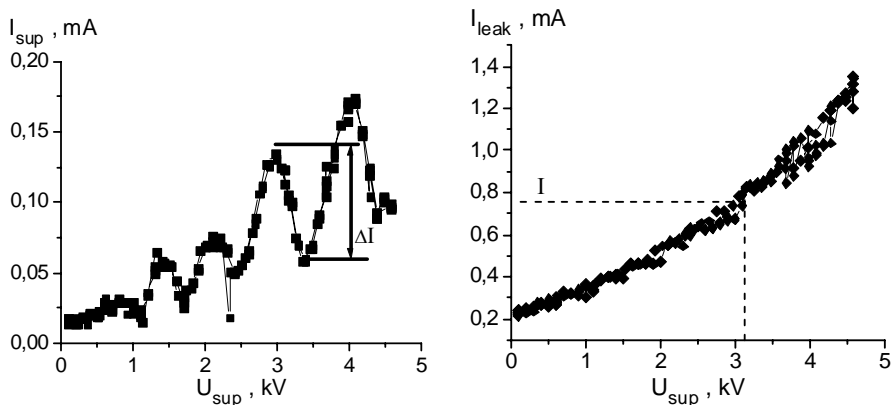


Рис. 7.15. Зависимости тока супрессора и тока потерь от напряжения супрессора.

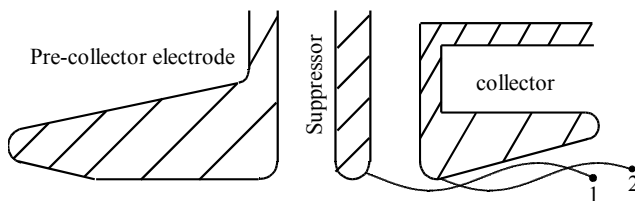


Рис. 7.16: Движение электрона вблизи супрессора.

В зависимости от потенциала супрессора изменяется скорость и набег фазы циклотронного движения электрона. Это может вести к наблюдаемой волнообразной зависимости тока супрессора от напряжения, изображенной на рисунке 7.15. Вышеприведенные рассуждения верны и для электронов,двигающихся со стороны пушки (вторичные электроны, вышедшие из коллектора и отразившиеся от потенциального барьера катода), поэтому делать какие-то численные оценки параметров вторичных электронов на основе приведенных данных достаточно затруднительно.

### 7.6. Эффективность супрессора в коллекторе

Одной из важных характеристик коллектора является его эффективность:

$$\sigma_{coll} = \delta I / I_0, \quad (12)$$

где  $\delta I$  – ток вторичных электронов, выходящий из коллектора,  $I_0$  – ток основного пучка. В работе [14] приведена простая формула, позволяющая оценить  $\sigma_{coll}$ :

$$\sigma_{coll} = k \cdot \left( \frac{U_m}{U_{coll}} \right)^2 \cdot \frac{H_{coll}}{H_{out}}, \quad (13)$$

где  $k$  – коэффициент, зависящий от материала коллектора и от вакуума,  $U_m$  – минимум потенциала на оси (вблизи супрессора),  $H_{coll}$  – магнитное поле на поверхности коллектора,  $H_{out}$  – магнитное поле на выходе из коллектора. По этой формуле для параметров  $k = 0.2$ ,  $U_m = 1.5$  кВ,  $U_{coll} = 2.5$  кВ,  $H_{coll} = 15$  Гс и  $H_{out} = 1000$  Гс эффективность коллектора  $\sigma_{coll} = 1.1 \cdot 10^{-3}$ , что находится в разумном согласии с экспериментом.

На рисунке 7.17 приведены результаты измерений зависимости тока потерь от тока пучка. Параметром в серии измерений является напряжение супрессора  $U_{supp}$ . Энергия электронов  $E_e = 100$  кэВ.

Измерения проводились при напряжении анода  $U_{an} = 3$  кВ, напряжении коллектора  $U_{col} = 4.1$  кВ, напряжении конденсатора  $U_C = 8.8$  кВ. Потери не минимизированы. Из измерений видно, что потери зависят от напряжения супрессора как  $U_{supp}^\alpha$ , где  $\alpha$  лежит в диапазоне от 1 до 1.5.

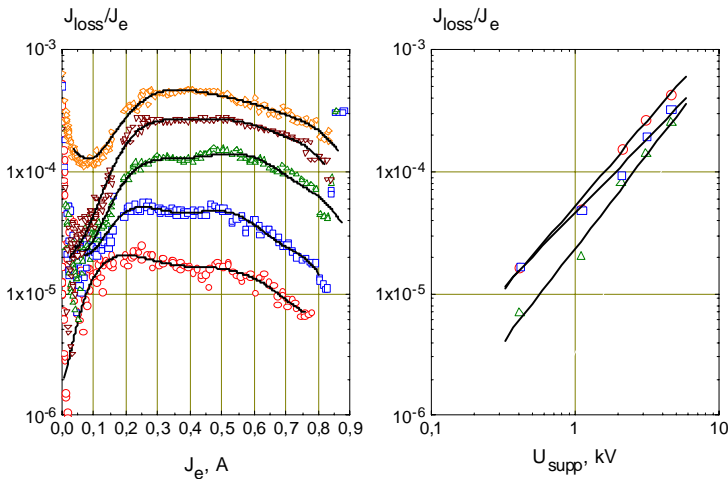


Рис. 7.17. Левый рисунок – относительные потери как функция тока пучка. Параметр – напряжение супрессора  $U_{supp} = 0.41, 1.1, 2.1, 3.1$  и  $4.6$  кВ (кривые снизу вверх). Правый рисунок – относительные потери как функция  $U_{supp}$ . Три кривых – это выборка из левого рисунка при токах пучка  $J_e = 0.2$  А ( $\square$ ),  $0.5$  А ( $\circ$ ) и  $0.75$  А ( $\Delta$ ).

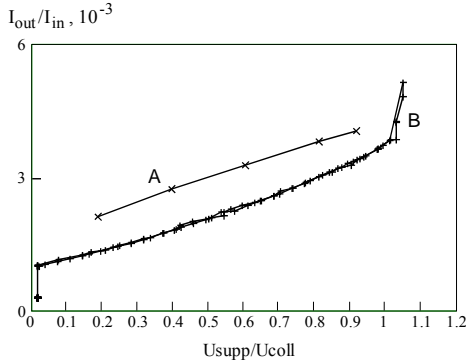


Рис. 7.18. Зависимость эффективности коллектора от отношения потенциала супрессора к потенциалу коллектора. Режим работы коллектора:  $I = 120 \text{ mA}$ ,  $U_{\text{coll}} = 2.0 \text{ kV}$ ,  $E = 100 \text{ кэВ}$ , магнитная компенсация дрейфа в тороидах.

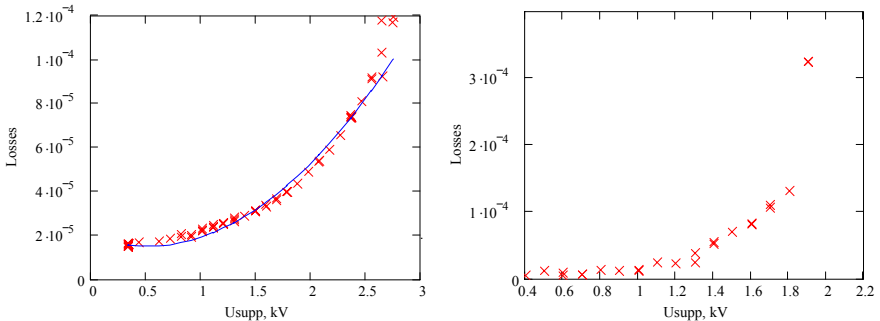


Рис. 7.19. Зависимость эффективности коллектора от отношения потенциала супрессора к потенциалу коллектора. Слева показаны измерения, сделанные на установке ЭХ-35. Энергия электронов 20 кВ. Напряжение коллектора 3 кВ. Ток коллектора 1 А. Справа – данные, полученные с установки ЭХ-300. Энергия электронов 100 кВ. Напряжение коллектора 1.9 кВ. Ток коллектора 0.5 А. В обоих случаях реализован режим электростатического поворота.

На рисунке 7.18 представлена зависимость эффективности коллектора от отношения потенциала супрессора полученная в рамках модели вторичной эмиссии, описанной в приложении 1. Параметры электронного пучка:  $U_{\text{cathode}} = 0 \text{ kV}$ ,  $U_{\text{collector}} = 2.4 \text{ kV}$ ,  $I_c = 0.21 \text{ A}$ . Профиль первичного пучка – плоский. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные. Потенциал супрессора приводится относительно потенциала катода, поэтому, к примеру, если указан  $U_{\text{supp}} = 0.5 \text{ kV}$ , это значит, что супрессор заперт относительно коллектора на 1.9 кВ. Видно, что расчетные и экспериментальные данные

находятся в разумном соответствии. Наблюдающееся расхождение может быть объяснено не совсем точной моделью энергетического и углового распределения неупругих электронов, не точностью численных коэффициентов в формулах (2 – 4, Приложение 1) и отсутствием учета влияния объемного заряда вторичных электронов.

На рисунке 7.19 приведены зависимости тока потерь от напряжения на супрессоре, полученные на установках ЭХ-35 и ЭХ-300 при чисто электростатическом повороте. Видно, что экспериментальная зависимость достаточно хорошо описывается параболой, в соответствии с формулой, предложенной в [14]. Отметим, что эксперименты, описанные в [14], выполнены на прямой системе, когда вторичные электроны могли совершать многочисленные осцилляции между пушкой и коллектором.

Таблица 7.2

№	U (кВ)	U (кВ)	U (кВ)	U (кВ)	J (А)	U (кВ)	I (А)	I (А)	I (А)	$k_M \times 10^3$	$k_{ref} \times 10^3$
1	3.03	0.04	0.04	1.4	0.19	100.9	97.7	500	392.	0.74	6.8
2	3.03	0.05	0.04	2.0	0.2	100.9	97.7	500	392.	0.96	5.2
3	3.03	0.05	0.04	3.9	0.2	100.9	97.7	500	392.	1.4	3.6
4	3.02	-0.04	0.04	1.9	0.155	150.2	97.7	500	392.	1.0	19
5	3.03	0.08	0.04	1.9	0.21	150.2	97.7	500	392.	0.9	21
6	3.03	0.39	0.04	1.9	0.4	150.2	97.7	500	392.	0.6	-
7	3.03	0.25	0.41	1.95	0.32	100.9	97.7	500	392.	1.5	2
8	3.03	0.54	0.4	1.88	0.52	100.7	97.7	500	392.	1.1	1.8
9	3.03	0.53	0.4	1.87	0.53	100.7	97.7	500	392.	1.2	3.3
10	3.03	-0.22	0.45	1.54	0.1	100.6	50.4	500	195.9	2.2	4.5
11	3.03	-0.24	0.44	1.55	0.11	100.6	140.9	500	195.9	1.8	5.6
12	3.03	0.08	0.44	1.52	0.2	100.8	140.9	500	195.9	1.8	2.8
13	3.03	0.25	0.44	1.46	0.31	100.9	140.9	500	195.9	1.5	2
14	3.03	0.056	0.44	2.41	0.21	100.8	140.9	500	195.9	1.85	2.7
15	3.03	0.055	0.44	2.41	0.21	100.8	140.9	500	195.9	1.85	2.7
16	4.0	-1.16	4.0	2.0	0.018	100.2	97.7	500	392.	19.0	2.9

В таблице 7.2 представлены сводные данные по эффективности коллектора для различных режимов.. Условные обозначения в таблице:  $U_{an}$  – напряжение анода,  $U_{gr}$  – напряжение сетки,  $U_{sup}$  – напряжение супрессора коллектора,  $U_{col}$  – напряжение коллектора,  $J_e$  – ток электронного пучка,  $U_{div}$  – напряжение катода относительно земли,  $I_{ps1}$  – ток катушек соленоида,  $I_{ps2}$  – ток катушек тороидов,  $I_{ps3}$  – ток соленоидов пушка/коллектор,  $k_M = J_M/J_e$  – эффективность коллектора при магнитном повороте,  $k_{ref} = J_{min}/J_M$ ,  $J_{min}$  – минимальное значение  $J_{sum} = J_{leak} + J_a$ . Таким образом,  $k_{ref}$  можно рассматривать как отношение эффективности коллектора при электростатическом повороте к его эффективности при магнитном. Коэффициент рекуперации  $k = J_{sum}/J_e = k_M \cdot k_{ref}$ .

## 8. Электростатический поворот

### 8.1. Моделирование основных параметров электростатического поворота

Магнитное поле установки  $B$  сильное и мало изменяется как по величине, так и по направлению на продольном ларморовском размере  $\rho_s = V/\omega_B$ , где  $V$  – скорость электронов, а  $\omega_B = eB/(\gamma mc)$  – ларморовская частота. В этом случае движение ведущего центра электронов поперёк магнитного поля достаточно точно описывается как дрейф со скоростью  $V_{dr} = (c/e)[F \times B]/B^2$ . Ведущий центр – это центр ларморовского кружка.

В тороидальном поле поворотов такой дрейф происходит под действием центробежной силы:  $F_{cf} = mc^2\gamma\beta^2K$ , где  $K = 1/R$  – кривизна, а  $R$  – радиус кривизны силовой линии магнитного поля. Силовые линии на повороте – это, практически, плоские кривые, немного не совпадающие с окружностью (см. ниже). Электроны дрейфуют перпендикулярно плоскости поворота здесь и далее по  $X$ . Предельное смещение в плоскости поворота относительно силовой линии (здесь и далее по  $Y$ ) равно  $\rho_{\perp max} = V_{dr}/\omega_B$  и происходит при ступенчатом изменении кривизны, т.е. при изломе силовой линии. Соответственно, это и предельный нагрев на неоднородности магнитного поля:  $V_{\perp} = V_{dr}$ . При адиабатическом входе (выходе) электронов в неоднородность нагрев отсутствует. Так, например, для электронов с энергией  $E_e = 100$  кэВ в тороидальном поле  $0.95$  кГс  $V_{dr} = 1.9 \cdot 10^8$  см/с,  $\rho_{\perp max} = 0.014$  см,  $\rho_s = 1.18$  см. Видно, что даже предельное смещение по  $Y$  ничтожно, соответственно, ничтожно и отклонение в этом направлении траектории от силовой линии магнитного поля. Смещение по  $X$  на одном повороте  $x_{dr} = \int V_{dr} \cdot dt \approx V_{dr} \cdot t_{tr} \approx 1.84$  см, где  $t_{tr} \approx s_{tr}/V$  – время пролёта,  $s_{tr} \approx \pi R/2$  – длина поворота.

На ЭХ-300 предусмотрены два способа компенсации центробежного дрейфа. Один – более традиционный – это магнитная компенсация дрейфа. Корректирующие катушки создают на каждом повороте магнитное поле  $B_x \approx B \cdot x_{dr} / s_{tr}$ , которое уводит силовую линию по  $X$  на величину дрейфа, но в обратном направлении. Дрейфовое же движение смещает электроны с силовой линии опять на геометрическую ось установки. Для электронов, летящих в обратном направлении, такое отклонение силовой линии по  $X$  неправильно по знаку. Поэтому вылетающие из коллектора отражённые электроны на пути к катоду при такой коррекции испытывают двойное смещение по  $X$  на каждом повороте. При энергии электронов  $E_e = 100$  кэВ полное их смещение  $4 \cdot x_{dr} \approx 7.4$  см. Диаметр отверстия коллектора  $4.5$  см, поле в отверстии  $0.82$  кГс. Видно, что потери определяются одним отражением из коллектора.

Другой способ – это электростатическая компенсация дрейфа, т.е. компенсация центробежной силы встречной радиальной электрической силой  $eE$ . Пластины конденсатора, создающего поле  $E$ , имеют радиусы  $R \pm \Delta R$ , где  $R = 100$  см и  $\Delta R = 3.5$  см, ширина пластин  $12$  см. Для того чтобы обеспечить

однородность поля на большей длине по  $X$ , края пластин шиммированы. Примыкающие к секции охлаждения части поворотов должны быть свободны для прохождения ионного пучка. Отсюда угловой размер конденсатор равен  $\sim\pi/3$ . Соответственно, центробежный дрейф компенсируется не локально, а интегрально. Условие компенсации  $\int e(E/B)ds = -\int F_{cf}/B ds$  или, с учётом того, что на повороте величина  $B$  изменяется слабо,  $E \approx -(3/2) \cdot (F_{cf}/e)$ . В результате, электроны пучка выводятся как в центр соленоида секции охлаждения, так и в центр соленоида коллектора. При этом на самих поворотах возникают промежуточные смещения электронов по  $X$ . Так, на выходе конденсатора 1-ого поворота они смещаются по  $X$  на  $x_{dr}/3$  против направления центробежного дрейфа, и это смещение затем выбирается центробежным дрейфом на оставшейся части поворота. На входе в конденсатор 2-ого поворота они смещаются по  $X$  на  $x_{dr}/3$  по направлению центробежного дрейфа, и это смещение затем выбирается разностью центробежного и электрического дрейфов в конденсаторе. При выбранной ширине пластин само по себе промежуточное смещение по  $X$  невелико: при  $E_e = 100$  кэВ и  $x_{dr}/3 = \pm 0.61$  см. Всё сказанное верно и для вылетающих из коллектора отражённых электронов той же энергии. Следует только иметь в виду, что на пути к катоду порядок прохождения поворотов обратный и, соответственно, изменятся направления смещений по  $X$ , а на обратном пути в коллектор всё также, как и для электронов пучка. Таким образом, при электростатической компенсации, в отличие от магнитной компенсации, отражённые электроны возвращаются в коллектор и, соответственно, здесь потери меньше. С точки зрения минимума потерь возникает лишь вопрос настройки поля по энергии, так как средняя энергия отражённых электронов несколько меньше энергии электронов пучка, а  $E \sim \gamma\beta^2$ .

Приведенные выше количественные оценки уточнялись в численном счёте. На рисунке 8.1 показано, как изменяются величины, определяющие как дрейф электронов, так и его компенсацию, вдоль выходящей из центра катода силовой линии.

Зависимости  $V(s)$  и  $V_X(s)$  – это пересчёт магнитных измерений на стандартный режим экспериментов с пучком. В них использовались следующие значения токов в элементах магнитной системы установки: ток соленоида охлаждения – 100 А, ток в тороидах – 500 А и ток в соленоидах пушки/коллектора – 400 А. Зависимость  $V_X(s)$  соответствует магнитной компенсации дрейфа электронов пучка с энергией 100 кэВ. Зависимость  $K(s)$  – это результат обработки магнитных измерений. Профиль  $E(s)$  расчётный, для электронов с энергией 100 кэВ  $E_{max} = 2.54$  кВ/см, соответствующее напряжение на пластинах  $\pm 8.9$  кВ.

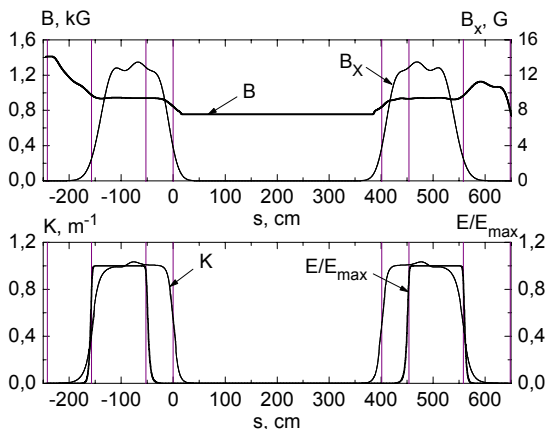


Рис. 8.1. Изменение ведущего магнитного поля  $B(s)$  и поля магнитных корректоров  $B_x(s)$  - верхний рисунок, кривизны  $K(s)$  и нормированного профиля электрического поля конденсаторов  $E(s)/E_{max}$  - нижний рисунок, по длине силовой линии  $s$ . Интервал  $s = 0 \div 400$  см соответствует соленоиду секции охлаждения, координаты пушки и коллектора  $z = -242$  см и  $z = 648$  см, соответственно.

При прохождении электронами участков с неоднородными электрическими и магнитными полями возможно возбуждение поперечного движения и, соответственно, возникновение дополнительной поперечной температуры. На рисунках 8.2 и 8.3 показаны результаты расчёта нагрева после прохождения 1-ого поворота при электростатической компенсации дрейфа для профилей  $K(s)$ ,  $E(s)$  и  $B(s)$ , показанных на рис.1. Представлены зависимости набранного угла  $\alpha = V_{\perp}/V$ , где  $V_{\perp}$  – поперечная скорость в соленоиде, от величины тороидального магнитного поля. Поля соленоида, пушки и коллектора в счёте изменялись пропорционально полю тороидов.

Видно, что профиль  $K(s)$  в данной установке достаточно плавный: нагрев при магнитостатической компенсации дрейфа мал (см. рис. 8.3). Источник нагрева – резко-неоднородная зависимость  $E(s)$  близкая к ступеньке. Эффект нагрева является резонансным по магнитному полю. При целом числе ларморовских оборотов на длине конденсатора краевые возмущения входа в поворот и выхода из него компенсируют друг друга. При полуцелом числе ларморовских оборотов нагрев удваивается. Диапазон значений магнитного поля, в которых происходит компенсация, довольно узкий (см. рис.8.2 и 8.3). Если число оборотов на длине конденсатора  $L_C \approx 113$  см не  $\sim 1$ , то период следования минимумов можно оценить как  $\Delta B = 2\pi\gamma\beta mc^2/e / L_C$ , где  $e$  и  $m$  – заряд электрона и масса электрона,  $\gamma$  и  $\beta$  – релятивистские параметры движения электрона. Для энергии электрона  $E_e = 100$  кэВ ширина минимальных значений нагрева составляет  $\Delta B = 62$  Гс, а для  $E_e = 150$  кэВ –  $\Delta B = 78$  Гс.



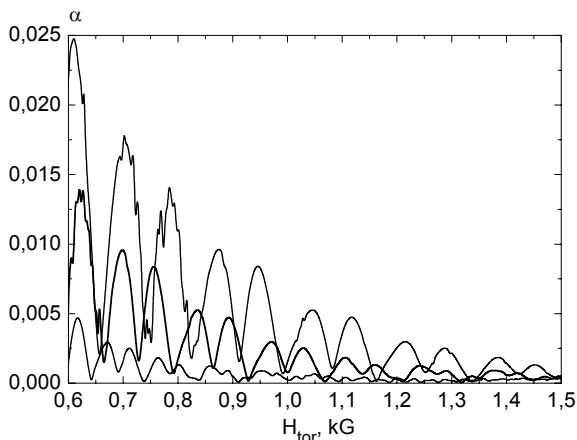


Рис. 8.2. Нагрев после прохождения 1-ого поворота при электростатической компенсации дрейфа,  $\alpha = V_{\perp}/V$ , где  $V_{\perp}$  – поперечная скорость в соленоиде. Зависимость  $\alpha$  от магнитного поля в тороиде при энергии электронов  $T_e = 50, 100$  и  $150$  кэВ.

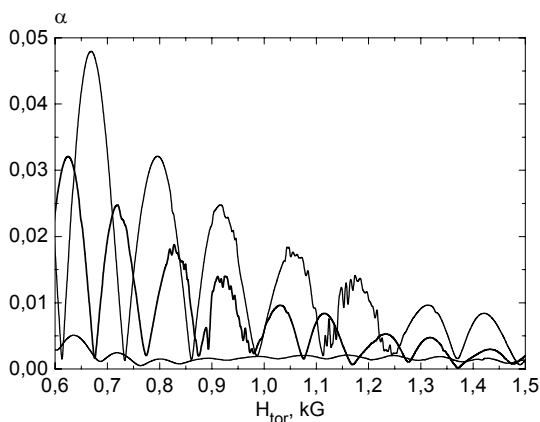


Рис. 8.3. Зависимость  $\alpha$  ( $\alpha = V_{\perp}/V$ , где  $V_{\perp}$  – поперечная скорость в соленоиде) от магнитного поля в тороиде при энергии электронов  $E_e = 200$  и  $300$  кэВ. Нижняя кривая – нагрев при магнитостатической компенсации дрейфа,  $E_e = 300$  кэВ.

Предельный нагрев на ступенчатом профиле электрического поля  $V_{\perp} = 2cE_{\max}/V$ . В поле тороида  $\sim 0.95$  кГс соответствующие предельные углы равны:  $\alpha_M = 0.033$  при энергии электронов  $E_e = 100$  кэВ,  $\alpha_M = 0.041$  при  $E_e = 150$  кэВ,  $\alpha_M = 0.048$  при  $E_e = 200$  кэВ и  $\alpha_M = 0.061$  при  $E_e = 300$  кэВ. Расчётные

значения  $\alpha$  меньше в разы. Видно, что профиль  $E(s)$  уже не ступенчатый, но ещё далеко не адиабатический.

Нагрев после прохождения 1-го поворота – это достаточно важный параметр, определяющий эффективность охлаждения ионов. Но кроме этого конденсаторы поворота приводят к довольно сильному рассеянию вторичных электронов, покидающих коллектор. В результате они могут быть захвачены электростатической ямой между катодом и коллектором, что ведет к росту тока потерь. Их нагрев, естественно, тоже резонансный по магнитному полю, но зависимость от поля более сложная, чем просто при прохождении 1-го поворота. Действительно, в течение осцилляции коллектор – катод – коллектор вторичные электроны успевают четыре раза пройти область конденсатора, а в промежутках между ними набрать набег фазы. Предельный нагрев  $4\alpha$  (для одного конденсатора) реализуется только тогда, когда число ларморовских оборотов на длине конденсатора полуцелое и фаза ларморовского вращения с точки зрения нагрева благоприятная. Изменяя магнитное поле в установке, можно посмотреть вклад от рассеяния на конденсаторе в ток потерь.

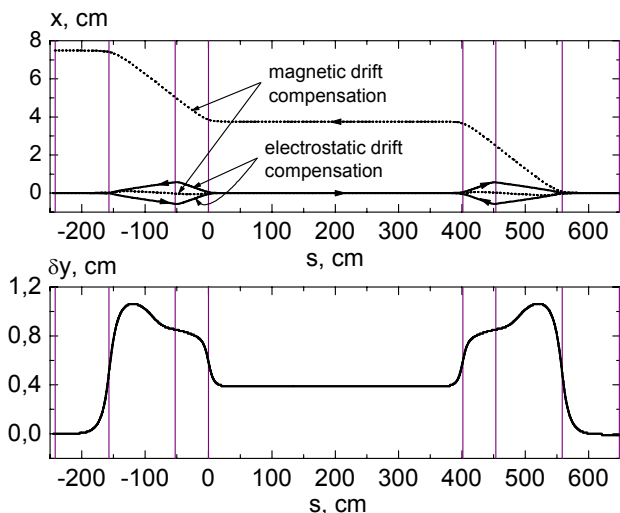


Рис. 8.4. Развёртка траекторий ведущего центра электронов при магнитной компенсации дрейфа и при электростатической компенсации дрейфа – верхний рисунок. Отклонение осевой магнитной силовой линии от геометрической осевой линии – нижний рисунок. Электроны из центра катода. Энергия электронов  $E_e=100$  кэВ, магнитное поле соответствует следующим токам в магнитных элементах установки: ток соленоида охлаждения – 100 А, ток в тороидах – 500 А и ток в соленоидах пушки/коллектора – 400 А. Координаты пушки и коллектора  $z = -242$  см и  $z = 648$  см, соответственно.

Траектории ведущего центра в стандартном режиме при движении электронов от катода к коллектору и обратно для обоих способов компенсации дрейфа показаны на рисунке 8.4.

На рисунке 8.4 также показано отклонение осевой силовой линии в тороидах от геометрической осевой линии, т.е. четверти окружности радиуса 100 см. Это отклонение по  $Y$  на  $\sim 1$  см получено из обработки результатов магнитных измерений и проверялось в эксперименте по касанию пучком пластин конденсатора. Для этого пучок перед поворотом смещался по  $Y$  вертикальным магнитным корректором и затем после поворота другим корректором возвращался на свою линию, что обеспечивало его попадание в коллектор. Для исправления ситуации соленоиды пушки и коллектора были наклонены навстречу друг другу. Для наклона на внешнем крае стыка соленоида и тороида между ними вставлена небольшая стальная прокладка толщиной 6мм, что на базе  $\sim 80$  см дает угол  $\sim 7.5 \cdot 10^{-3}$ . После этого пучок проходил по центру конденсатора. Отклонение в соленоиде секции охлаждения ( $\sim 0.4$  см) не проверено. При электростатической компенсации соответствие напряжения на конденсаторе  $U_C$  зависимости  $E \sim \gamma\beta^2$  в диапазоне энергий электронов от 24 до 224 кэВ показано на рисунке 8.5.

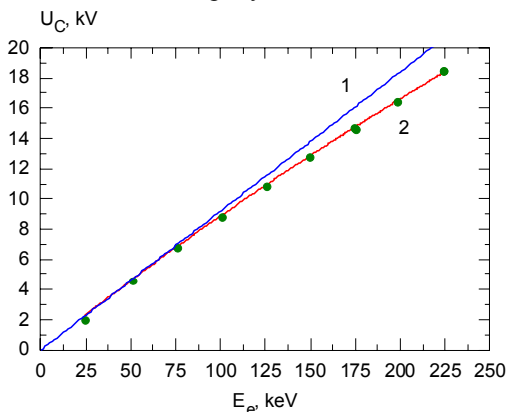


Рис. 8.5. Кривая 1 - экстраполяция зависимости напряжения на конденсаторе  $U_C$  в область высоких энергий без учета релятивистского фактора. Кривая 2 - значение  $U_C$ , рассчитанное по энергии электронов пучка ( $\sim \gamma\beta^2$ ). Точки - экспериментальные значения напряжений конденсатора, при которых ток потерь минимален.

## 8.2. Эксперименты с пучком

### 8.2.1. Профили покидающих коллектор отраженных электронов

Одна из самых простых моделей работы коллектора – модель “черной дыры”. Первичный электронный пучок, поглощающийся в коллекторе, рождает поток вторичных электронов. Они, в свою очередь, совершив осцилля-

цию от коллектора к катоду и обратно, либо попадают в апертуру коллектора, либо смещаются за счет дрейфового движения и оказываются на поверхности вакуумной камеры. Будем считать, что если вторичный электрон попал в апертуру коллектора, то он, безусловно, поглотился в нем, а если нет, то ушел на стенку вакуумной камеры. В этом случае, комбинируя магнитный и электростатический поворот, можно регулировать смещение пучка вторичных электронов за счет дрейфового движения, что позволяет построить радиальный профиль плотности тока вторичных электронов, вылетающих из коллектора. При этом используется тот факт, что при достаточно высокой энергии электронов чисто электростатический поворот обеспечивает попадание всех вторичных электронов в коллектор, а чисто магнитный поворот – на стенку вакуумной камеры.

С помощью управляющей программы напряжение на поворотных конденсаторах  $U_C$  сканировалось от 0 до напряжения электростатической компенсации  $U_0$  и выше. Программа отслеживала поле магнитных корректоров  $B_x$  так, чтобы на каждом шаге по  $U_C$  центробежный дрейф пучка компенсировался, т.е. пучок с энергией электронов  $E_e$  всегда попадал в коллектор. При  $U_C < U_{C1}$  отражённые электроны в коллектор не возвращаются. Здесь  $U_{C1}$  – это напряжение, при котором смещение возвращающихся в коллектор отражённых электронов равно диаметру отверстия. При  $U_C < U_{C1}$  ток потерь  $J_M$  постоянный и максимальный. Далее по мере увеличения  $U_C$  смещение уменьшается, увеличивается доля электронов, которые возвращаются в коллектор. При  $U_C \approx U_0$  отражённые электроны возвращаются практически полностью. Здесь ток потерь минимальный.

В предположении аксиальной симметрии выходящих из коллектора отражённых электронов можно реконструировать их радиальный профиль. Для этого сечение отверстия коллектора разбивалось на концентрические кольца. Площадь кольца – это с учётом нормировки ток выходящих по его сечению отраженных электронов. Общая нормировка производится по току  $J_M$  ( $U_C < U_{C1}$ ). На каждом шаге по  $U_C$  для каждого  $i$ -ого кольца считалась та часть площади кольца  $s_i$ , которая с учётом смещения при возврате не попадает в отверстие коллектора. Смещение при пролёте к катоду и обратно усреднялось в диапазоне энергий электронов от  $E_e - \Delta T$  до  $E_e$ , где  $\Delta T \sim eU_{col}/2 + eU_{supp}$ . Имея набор функций  $s_i(U_C, E_e, \Delta T)$  и варьируя множители  $a_i$ , можно построить кривую  $J_{appr}(U_C)$ , максимально приближенную к кривой  $J_{sum}(U_C) = J_{leak}(U_C) + J_a(U_C)$ , где  $J_{leak}(U_C)$  – измеренный ток потерь и  $J_a(U_C)$  – измеренный ток анода. Сюда же следовало бы добавить ток на электрод перед супрессором, но он соединён с коллектором. Именно  $J_{sum}(U_C)$  является объектом сравнения для аппроксимирующей кривой  $J_{appr}(U_C)$ , так как он является той частью тока выходящих из коллектора отраженных электронов, которая обратно в коллектор не попадает. Соответственно, профиль  $a_i(r)$  – это профиль плотности тока отражённых электронов.

Ниже представлены результаты расчёта для характерных профилей  $a_j(r)$ , которые позволяют сделать некоторые выводы общего характера (рис.8.6). Параметры расчёта следующие. Энергия электронов  $T_e = 100$  кэВ, соответствующее напряжение на поворотных пластинах  $U_0 = 8.9$  кВ. Радиус отверстия коллектора 2.25 см, число колец 9, ширина кольца 0.25 см. На рисунке показаны профили тока отраженных электронов и соответствующие зависимости тока потерь от напряжения на электростатических пластинах поворота. Численное моделирование показало, что ширина спектра слабо меняет ход кривых и лишь незначительно сдвигает положение к минимуму. Доминирующим фактором, определяющим ход кривых  $J_{\text{leak}}(U_C)$ , является профиль плотности тока отражённых электронов.

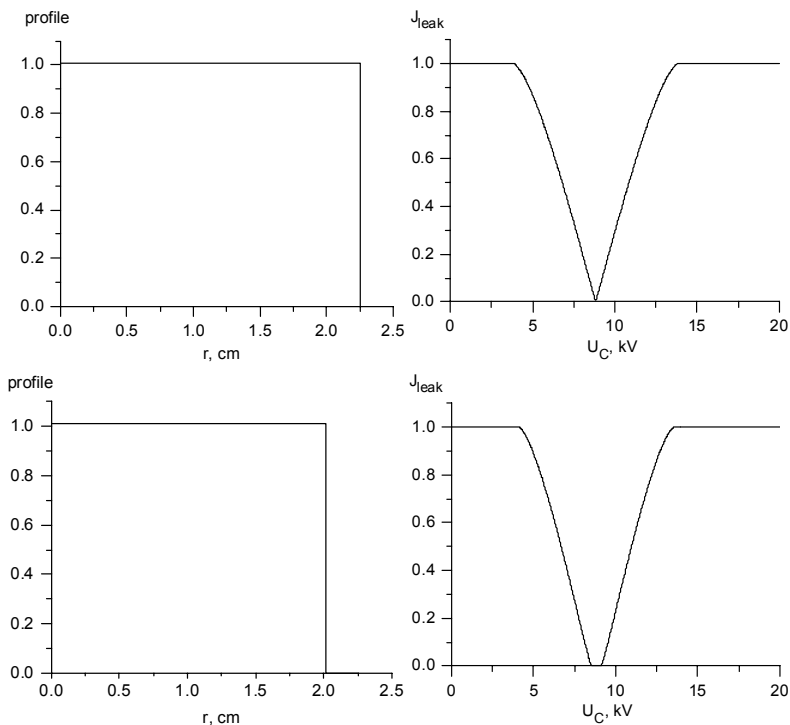


Рис. 8.6. Профили плотности тока: нарастающий, спадающий, ступенчатый до  $r = 2$  см и ступенчатый до  $r = 2.25$  см, и соответствующие им кривые тока потерь. Варианты 1-2.

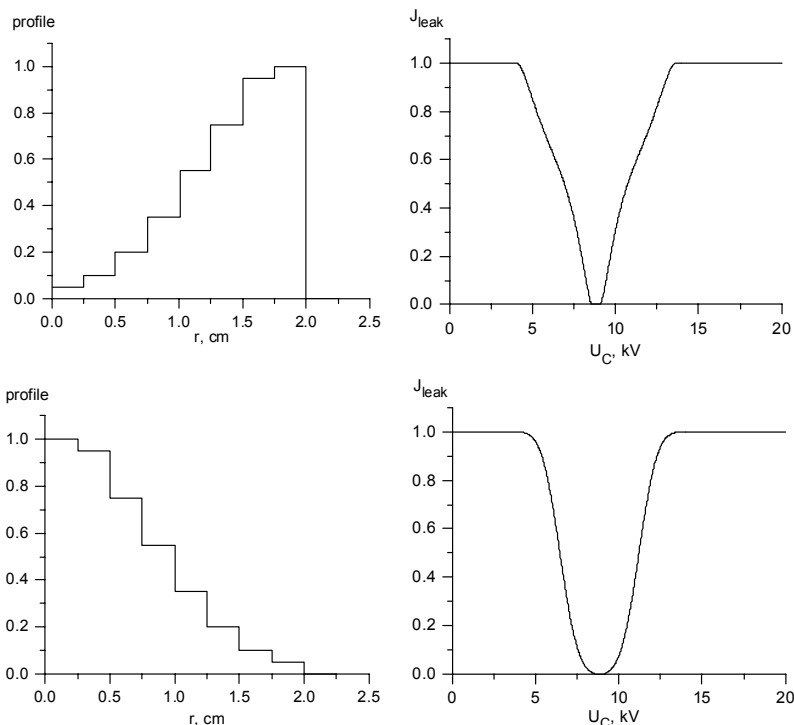


Рис. 8.6. Профили плотности тока: нарастающий, спадающий, ступенчатый до  $r = 2$  см и ступенчатый до  $r = 2.25$  см, и соответствующие им кривые тока потерь. Варианты 3-4.

Для ступенчатого профиля электронов по всему отверстию коллектора (вариант 1) характерен острый минимум в токе потерь. В реальных измерениях такой острый минимум не наблюдается. По-видимому, выход отражённых электронов по краю отверстия коллектора достаточно хорошо подавляется запирающим напряжением, приложенным к супрессору. Пологий широкий минимум (вариант 4) характерен для спадающего профиля отраженных электронов. Такой минимум наблюдался в экспериментах с узким пучком (ток пучка  $\leq 0.1$  А). Нарастающий профиль (вариант 3) отличается от ступенчатого профиля до  $r = 2$  см (вариант 2) характерным перегибом на кривой  $J_{\text{leak}}(U_C)$  при  $U_C = 7 - 7.5$  кВ. Такой перегиб на измеренных кривых коррелирует с малыми значениями относительных потерь  $J_M/J_e$  ( $U_C < U_{C1}$ ). Вероятно, это связано с усилением удержания вторичных электронов коллектором за счёт дополнительного запирающего потенциала, создаваемого пространственным зарядом электронов основного пучка и вторичных электронов, накопленных в коллекторе.

Сканирование в экспериментах с пучком проводилось при постоянном значении магнитного поля тороидов  $B \approx 0.95$  кГс и различных значениях поля в соленоиде секции охлаждения и пушки/коллектора. На рисунках 8.7 – 8.9 показаны ток потерь  $J_{leak}(U_C)$ , ток анода  $J_a(U_C)$  и суммарная кривая  $J_{sum}(U_C)$  для различных режимов работы установки. Здесь же приведены профили плотности тока отражённых электронов  $a_i(r)$ , подобранные в рамках модели “черной дыры”, и соответствующие им кривые  $J_{appr}(U_C)$ .

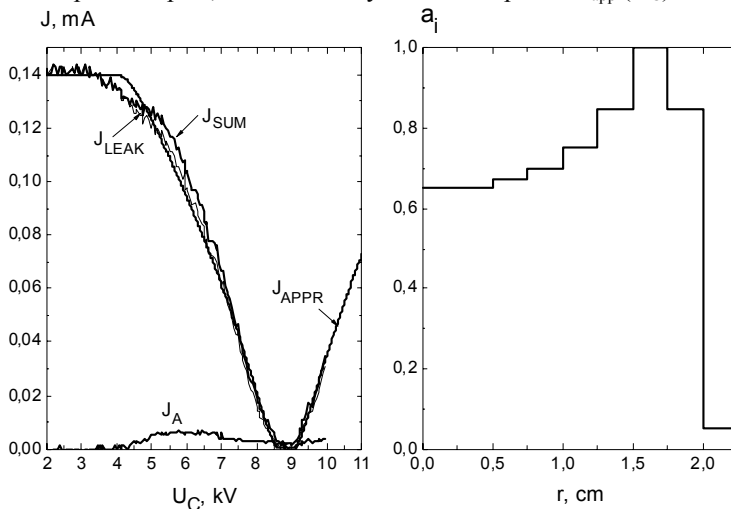


Рис. 8.7. Измеренные токи потерь пучка на землю  $J_{leak}(U_C)$  и на анод  $J_a(U_C)$ ,  $J_{sum}(U_C) = J_{leak}(U_C) + J_a(U_C)$ . Ток пучка  $J_e = 0.2$  А, напряжение коллектора  $U_{col} = 3.9$  кВ, супрессора  $U_{sup} = 0.04$  кВ, энергия электронов  $E_e = 100$  кэВ. Профиль вторичных электронов –  $a_i(r)$ , соответствующая ему кривая тока потерь –  $J_{appr}(U_C)$ .

На рисунке 8.7 показан режим работы коллектора, когда удержание электронов определяется только внешними полями. Видно, что зависимость тока потерь от напряжения поворотных пластин соответствует ступенчатому профилю вторичных электронов  $a_i(r)$ , когда он не касается края отверстия коллектора (рис. 8.6, вариант 2). В экспериментах наблюдались различные значения максимальных токов  $J_M$  при совпадении профилей и всех параметров пучка, за исключением значения коллекторного напряжения  $U_{col}$ . Возможная причина, может быть, в зависимости коэффициента рождения вторичных электронов  $\eta(U_{col})$  от напряжения коллектора.

Кривая  $J_{sum}(U_C)$ , показанная на рисунке 8.8, имеет характерный перегиб (см. на рис.8.6, вариант 3). Ток пучка достаточно большой ( $J_e = 0.52$  А) и вторичные электроны запираются пространственным зарядом первичного пучка в коллекторе. Запирающий потенциал максимален на оси пучка, по-

этому в профиле вторичных электронов  $a_i(r)$  доля электронов в приосевой части незначительна.

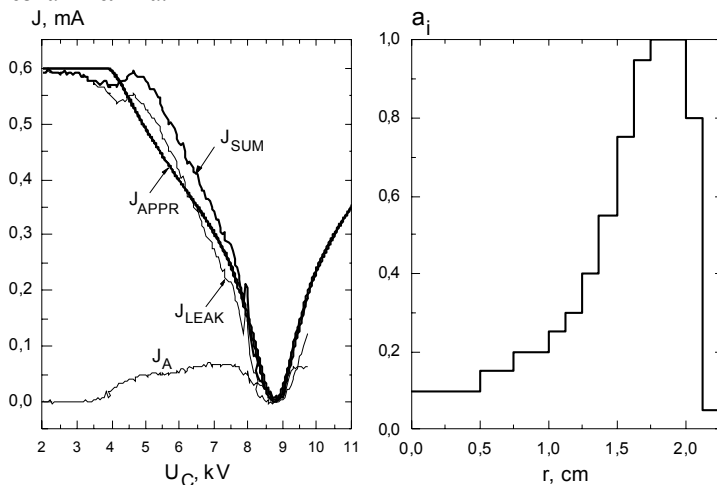


Рис. 8.8. Измеренные токи потерь пучка на землю  $J_{leak}(U_C)$  и на анод  $J_a(U_C)$ ,  $J_{sum}(U_C) = J_{leak}(U_C) + J_a(U_C)$ . Ток пучка  $J_e = 0.52A$ , напряжение коллектора  $U_{col} = 1.9$  кВ, супрессора  $U_{sup} = 0.4$  кВ, энергия электронов  $E_e = 100$  кэВ. Профиль вторичных электронов –  $a_i(r)$ , соответствующая ему кривая тока потерь –  $J_{appr}(U_C)$ .

На рисунке 8.9 приведены экспериментальные данные для открытого режима работы коллектора. Потенциал супрессора больше потенциала коллектора  $U_{sup} > U_{col}$ , поэтому электростатического удержания электронов в коллекторе нет. Этот режим коллектора характеризуется достаточно большим током потерь для чисто магнитного удержания (в приведенном эксперименте  $J_M = 0.36mA$ ).

За счет ларморовского вращения удерживаемые отраженные электроны (т.е. те, которые практически не потеряли исходной кинетической энергии) размазываются по стенке коллектора. Их доля в бомбардировке стенки не мала ( $\eta \approx 0.3$ ). Эти отраженные электроны могут производить большое количество низкоэнергичных вторичных электронов. В обычном режиме закрытого коллектора ( $U_{sup} < U_{col}$ ) они удерживаются в нем за счет запирающего потенциалом супрессора и собственным пространственным зарядом. Характерная энергия таких вторичных электронов  $\approx 50$  эВ, что экспериментально наблюдалось в работах на стенде "пушка-коллектор" [15]. Напряжения 30 ÷ 50 В на супрессоре было достаточно для перевода коллектора из открытого в закрытый режим.



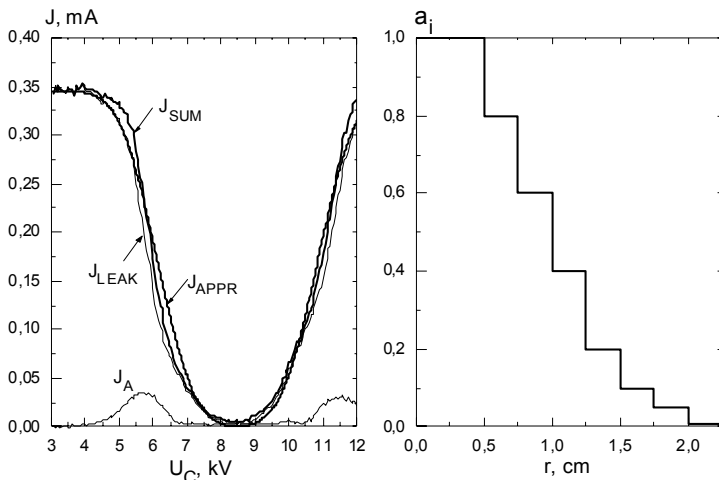


Рис. 8.9.  $J_{leak}(U_C)$  и  $J_a(U_C)$  - измеренные токи,  $J_{sum}(U_C) = J_{leak}(U_C) + J_a(U_C)$ . Ток пучка  $J_e = 18$  mA, напряжение коллектора  $U_{col} = 2$  кВ, супрессора  $U_{sup} = 4$  кВ, энергия электронов  $E_e = 100$  кэВ. Профиль вторичных электронов -  $a_i(r)$ , соответствующая ему кривая тока потерь -  $J_{appr}(U_C)$ .

В данном случае коллектор был открыт и большинство низкоэнергичных вторичных электронов покидало его. При этом профиль электронов  $a_i(r)$ , вышедших из коллектора, оказывался шире профиля исходного пучка.

### 8.2.2. Минимизация потерь покидающих коллектор отраженных электронов

Полная компенсация дрейфа при движении электронов к катоду и обратно возможна лишь при строго определенном соотношении между их энергией и напряжением конденсатора (электростатических пластин)  $U_C \sim \gamma\beta^2$ . В нашем случае реализуется спектр энергий шириной  $\Delta T$  для электронов, выходящих из коллектора. По порядку величины ширина спектра вторичных электронов порядка потенциала коллектора. На повороте вне конденсатора диапазон изменения  $\gamma = [\gamma_0, \gamma_0 - \Delta T/(mc^2)]$ , где  $\gamma_0 = (E_e + mc^2)/(mc^2)$  и  $E_e$  – энергия электронов пучка. Радиус пучка отраженных электронов в конденсаторе имеет конечную величину  $\sim 1.85$  см (для стандартного режима  $I_{ps2} = 497$  А,  $I_{ps3} = 392$  А). В зависимости от близости к той или другой пластине конденсатора электроны в нем приобретают различную энергию. Поэтому в конденсаторе по его зазору  $\gamma$  изменяется в диапазоне  $\gamma = [\gamma_0 \pm eE_{max} \cdot \Delta R/(mc^2), \gamma_0 - \Delta T/(mc^2) \pm eE_{max} \cdot \Delta R/(mc^2)]$ , где  $\Delta R$  – координата отраженного электрона в конденсаторе относительно его центра. Заметим, что пучок может проходить и не по центру конденсатора. Для электронов с энергией  $E_e = 100$  кэВ электрическое поле в конденсаторе  $E_{max} = 2.54$  кВ/см и при  $\Delta R = 1$  см  $eE_{max} \cdot \Delta R$  и

$\Delta T$  – величины одного порядка. Очевидно, что полностью компенсировать дрейф для всех вторичных электронов невозможно. Можно лишь минимизировать потери, сканируя с опорой на некоторую энергию меньшую, чем энергия пучка. При этом компенсация дрейфа для самого пучка несколько нарушается, и следует следить, чтобы пучок вписался в апертуру коллектора.

На рисунке 8.10 показаны измеренные зависимости  $J_{leak}(U_C)$  с напряжением супрессора  $U_{sup}$  в качестве параметра. Гладкие кривые – это параболическая аппроксимация измерений, позволяющая формализовать выбор напряжения  $U_{Cmin}$ , при котором потери минимальны. Значения параметров, которые в серии измерений не менялись, следующие:  $J_e = 0.5$  А,  $U_{an} = 3$  кВ,  $U_{gr} = 0.5$  кВ и  $U_{col} = 4.1$  кВ. На правом рисунке показана зависимость  $U_{Cmin}$  ( $U_{sup}$ ) для этой серии, а также для аналогичной серии с током  $J_e = 0.1$  А.

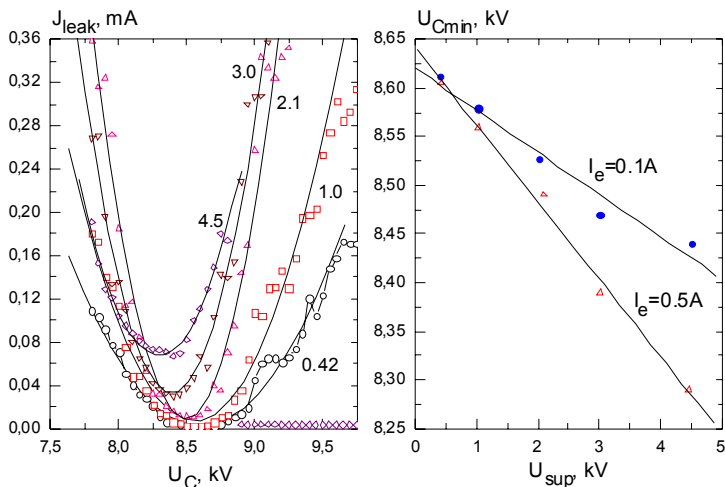


Рис. 8.10. Зависимости тока потерь  $J_{leak}(U_C)$  при различных значениях напряжения супрессора  $U_{sup} = 0.42, 1.0, 2.1, 3$  и  $4.5$  кВ. Зависимость напряжения минимума потерь  $U_{Cmin}$  от  $U_{sup}$  для этой ( $J_e = 0.5$  А) и аналогичной серии измерений с током пучка  $J_e = 0.1$  А.

Сканирование проводилось с опорой на энергию пучка  $E_e = 100$  кэВ, и это не является минимизацией потерь по их величине. Однако видно изменение значения напряжения, при котором потери минимальны, в зависимости от ширины спектра. Сканирование проводилось в ограниченном диапазоне  $U_C$  вблизи  $U_0$ , и значение  $k_M = J_M/J_e$  не измерялось. Поэтому невозможно разделить, что в минимуме тока потерь от самого тока отраженных электронов, растущего при увеличении  $U_{sup}$ , а что от увеличенных потерь электронов на пути к катоду и обратно из-за неправильного выбора опорной энергии при сканировании.

На рисунке 8.11 показаны зависимости тока потерь  $J_{\text{leak}}(U_C)$  и тока на анод  $J_a(U_C)$  при изменении напряжения  $U_C$  на электростатических пластинах при фиксированной энергии электронов  $E_e \approx 100$  кВ. Измерения выполнялись при различных значениях опорного напряжения  $U_0$  ( $U_C = U_0$  соответствует только электростатической компенсации дрейфа, т.е.  $U_0$  однозначно определяет энергию, на которую настроен электростатический поворот). Параметры экспериментов приведены в таблице 8.1. Ток катушек тороидов  $I_{\text{ps}2} = 497$  А, соленоида секции охлаждения  $I_{\text{ps}1} = 97.7$  А и соленоидов пушки и коллектора  $I_{\text{ps}3} = 392$  А.

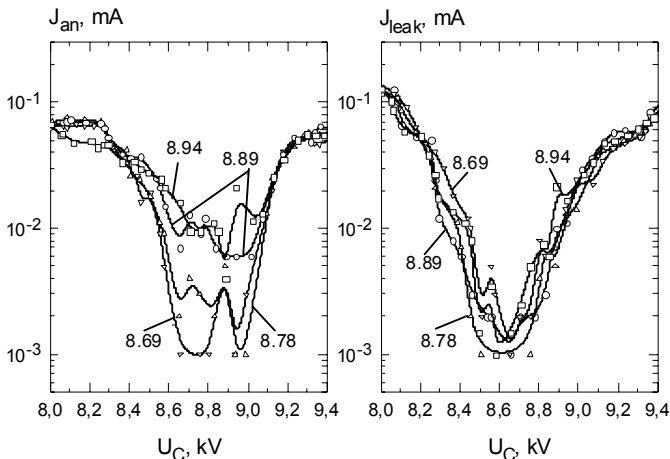


Рис. 8.11. Зависимости тока потерь  $J_{\text{leak}}(U_C)$  и тока на анод  $J_a(U_C)$  от напряжения  $U_C$  на электростатических пластинах для различных значений опорного напряжения  $U_0$ .

Для пучка с энергией 100.6 кэВ напряжение компенсации дрейфа равно 8.94 кВ (см. таблицу 8.1). Видно, что положение минимума тока потерь на землю  $J_{\text{leak}}(U_C)$  сдвинуто и равно  $\sim 8.65$  кВ. Это значение соответствует энергии электронов  $\sim 97.6$  кэВ. Заметим, что в рассматриваемой серии измерений  $U_{\text{an}} = 3$  кВ. Положение минимума и величина тока практически не зависят от опорного напряжения сканирования  $U_0$  (параметр серии).

Ближайшая земля, на которую может попасть электрон, вышедший из коллектора, – это входное заземлённое кольцо ускоряющей трубки. Механизм выхода электрона поперёк магнитного поля – это некомпенсированный дрейф. Электроны совершают осцилляции вдоль поля и одновременно дрейфуют на поворотах в тороидах.

Таблица 8.1

№	$U_{an}$ (кВ)	$U_{gr}$ (кВ)	$U_{sup}$ (кВ)	$U_{col}$ (кВ)	$J_e$ (А)	$U_{div1}$ (кВ)	$T_{sc}$ (кэВ)	$U_0$ (кВ)	$k \times 10^6$
1	3.03	0.44	0.61	1.8	0.44	100.6	97.62	8.69	2 – 3
2	3.03	0.56	0.61	1.75	0.53	100.6	98.69	8.78	2
3	3.03	0.52	0.61	1.74	0.53	100.6	100.	8.89	2
4	3.03	0.54	0.4	1.88	0.52	100.7	100.6	8.94	2
5	3.03	0.53	0.4	1.87	0.53	100.7	100.6	8.94	2
6	1.01	1.92	0.51	4.14	0.86	100.7	100.	8.89	2.3
7	1.00	1.92	0.51	4.14	0.86	100.7	100.	8.89	3.5
8	3.05	0.97	0.51	4.14	0.85		100.	8.89	1 – 2
9	3.05	0.96	0.5	4.14	0.86		100.	8.89	1 – 2
10	5.0	0.6	0.5	4.15	0.82		100.	8.89	1 – 2

Для того чтобы оценить масштаб смещения  $\delta x_1$  при одной осцилляции электрона от коллектора до пушки и обратно, возьмём энергию уходящих электронов равной 99 кэВ. Для электронов, проходящих по центру конденсатора, смещение  $\delta x_1 = -0.11$  см, для проходящих выше (ближе к положительно заряженной пластине конденсатора) на 1 см и немного ускоренных  $\delta x_{1+} = +0.035$  см, а для проходящих ниже на 1 см (замедленных)  $\delta x_{1-} = -0.26$  см. Видно, что за несколько осцилляций вторичный электрон способен дойти до анода.

Двигаясь поперек магнитного поля, электроны, вышедшие из апертуры коллектора, последовательно проходят следующие зоны (см. рис. 8.13): супрессор – управляющий электрод, супрессор – анод, приколлекторный электрод (рис.7.1, элемент 2) – анод и приколлекторный электрод – заземлённое кольцо. В конденсаторе в проекции по силовым линиям радиус отверстия коллектора 2.08 см, радиус анода 2.46 см и, соответственно, зазор между этими радиусами  $\Delta r_{ca} = 0.36$  см. Супрессор и управляющий электрод в зазоре для основной части уходящих электронов – электроды отражающие.

Достигнув за несколько осцилляций 1-го не отражающего электрода – анода, далее электроны дрейфуют, осциллируя между анодом ( $U_{an} = 3$  кВ) и приколлекторном электродом, находящимся под потенциалом коллектора ( $U_{col} = 1.8$  кВ). В результате соударений с поверхностями электроны теряют энергию. При этом с некоторого момента электрод начинает отражать электроны, и соударения происходят только с анодом. В конденсаторе в проекции по силовым линиям радиус заземлённого кольца 3.22 см, зазор между этим радиусом и радиусом анода  $\Delta r_{ca} = 0.76$  см. Настройка не на энергию пучка  $E_e$ , а на  $(E_e - eU_{an})$  приводит к замедлению движения поперек этого зазора, к увеличению числа соударений с поверхностью анода. В пределе в результате соударений энергия уходящих электронов в конденсаторе должна падать до величины  $(E_e - eU_{an})$ , что и соответствует положению минимума

тока потерь на рисунке 8.11. При этом энергия бомбардирующих анод электронов уменьшается настолько, что коэффициент вторичной эмиссии  $\delta$  становится меньше единицы. Часть суммарного тока потерь  $J_{\text{sum}}(U_C)$  уходит на анод  $J_{\text{an}}(U_C)$ , а более важная с практической точки зрения (рентген, рекуперация мощности) его составляющая – ток потерь на землю  $J_{\text{leak}}(U_C)$ , соответственно, уменьшается.

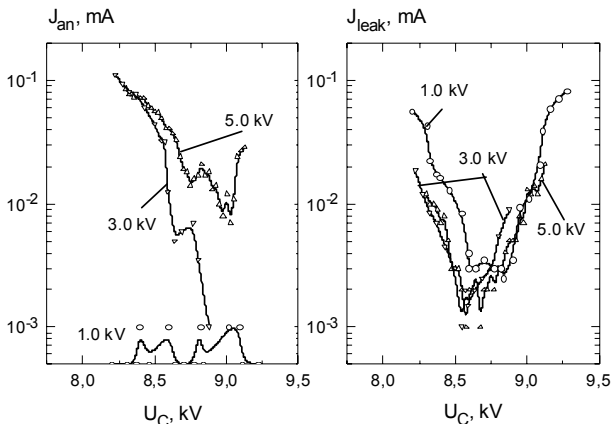


Рис. 8.12. Зависимости тока потерь  $J_{\text{leak}}(U_C)$  и тока на анод  $J_{\text{a}}(U_C)$  при различных значениях анодного напряжения.

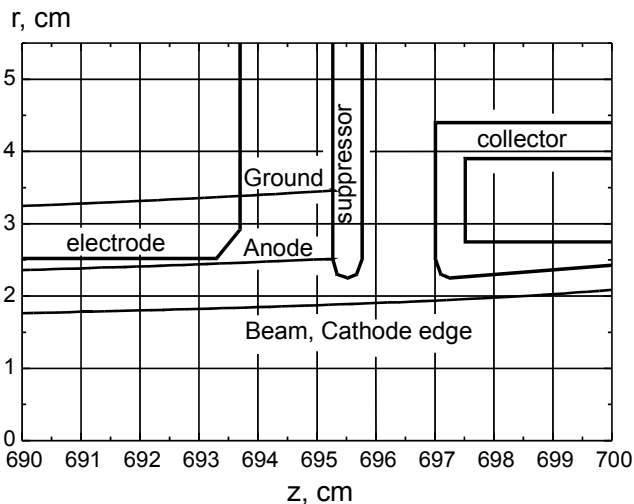


Рис. 8.13. Проекция по магнитному полю различных элементов электронной пушки на элементы коллектора.

Потери отраженных электронов  $J_{\text{sum}}(U_C)$  достаточно хорошо описываются апертурной моделью. Но есть и несоответствия. Так, расчётные кривые  $J_{\text{appr}}(U_C)$  при  $U_C \sim U_0$  имеют выраженные минимумы, которые в измерениях оказываются замытыми. Вероятно, это объясняется тем, что в апертурной модели потерь не учитывается захват отраженных электронов потенциальной ямой между катодом и коллектором.

Один из возможных механизмов захвата следующий. Спектр отражённых электронов задан высотой потенциального барьера на силовой линии, по которой они выходят из коллектора. При  $U_C \sim U_0$  смещение электронов по ходу к катоду и обратно мало. Тем не менее, сместившись наружу по радиусу, они встречают еще более высокий барьер, и соответствующая их доля захватывается в потенциальную яму между катодом и коллектором. Резкое нарастание высоты барьера по радиусу происходит вблизи супрессора, т.е. именно в той пограничной области, которая определяет потери вблизи их минимума. Захваченные электроны выходят за апертуру коллектора уже не за одну осцилляцию коллектор – катод и обратно, а за несколько и, таким образом, потери вблизи минимума возрастают. Естественно, что при таком механизме положение минимума потерь определяет низкоэнергичная часть спектра выходящих отраженных электронов.

Другой механизм захвата – это рассеяние электронов на неоднородностях электрического поля на входе в конденсатор и выходе из него.

## **9. Радиационные условия при работе ЭХ-300**

Попадание электронов высокой энергии на стенку вакуумной камеры приводит к генерации рентгеновских лучей, которые могут представлять определенную опасность. Очевидно, что величина полного потока радиации пропорциональна току потерь. Для установок электронного охлаждения на относительно малую энергию поток радиации пренебрежимо мал, но с ростом энергии электронного пучка (1 МэВ и выше) эта проблема может иметь первостепенное значение.

Вакуумная камера установки ЭХ-300 достаточно хорошо экранирована соленоидами магнитного поля и толстым железным магнитопроводом, замыкающим магнитный поток. Однако в этом экране имелись щели, через которые регистрировался поток радиации.

Уровень радиации был пропорционален току потерь и резко нарастал с увеличением энергии электронного пучка, как показано на рисунке 9.1. При экранировании щелей свинцовой полосой толщиной 3 мм уровень радиации уменьшался ниже шумов датчика.

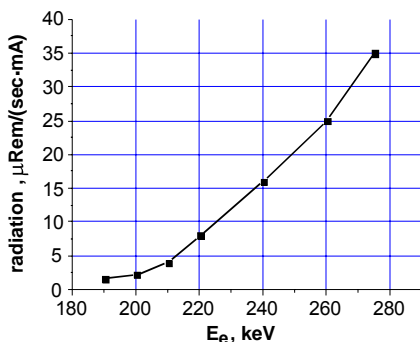


Рис. 9.1 Уровень радиации, нормированный на 1 мА тока потерь при разных энергиях пучка.

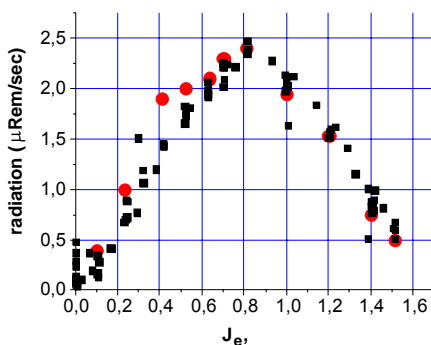


Рис. 9.2. Зависимость потока радиации от тока электронного пучка при энергии электронов 260 кэВ. — поток радиации в  $\mu\text{Бэр}/\text{сек}$ ,  $O$  — значения тока потерь в приведенном масштабе ( $1.0 \leftrightarrow 0.04 \text{ мА}$ ).

На рисунке 9.2 приведены зависимости уровня радиации в зависимости от полного тока и тока потерь электронного пучка. Из рисунка видно, что полный ток электронного пучка не является определяющим фактором в уровне радиации. При его величине более чем 0.8 А наблюдается даже спад уровня радиации. Это объясняется изменением режима работы коллектора. С увеличением тока увеличивается собственный пространственный заряд пучка, запирающий вторичные электроны в коллекторе. Таким образом происходит уменьшение тока потерь из коллектора, а вместе с ним и уровня радиации. Отметим, что все вышеприведенные измерения получены в режиме с компенсацией центростремительного дрейфа магнитным полем (см. раздел 8 “Электростатический поворот”). В режиме чисто электростатических поворотов ток потерь чрезвычайно мал и уровень радиации был ниже уровня шумов датчика.

## 10. Электрическая прочность газовой изоляции охладителя ЭХ300

При первых проверках высоковольтный газовый объем (рис.2.1 элементы 1 и 9) не заполнялся элегазом и наладка электронного оборудования происходила на воздухе.

На рисунке 10.1 показана зависимость тока утечки в установке от напряжения при нормальном давлении воздуха (1 ат.) и при заполнении высоковольтных объемов элегазом с давлением 1.7 атм. На воздухе видно быстрое нарастание тока короны уже при напряжении выше 30 кВ. При испытаниях прочности изоляции с элегазом были обнаружены сильные изменения высоковольтной прочности, связанные с чистотой элегаза и самого высоковольтного объема. Так, при тщательной очистке и использовании осушенного газа напряжение поднималось до 300 кВ при утечках около 0.2 мА. Линейно нарастающая часть тока связана с потреблением тока делителями вдоль ускоряющих трубок.

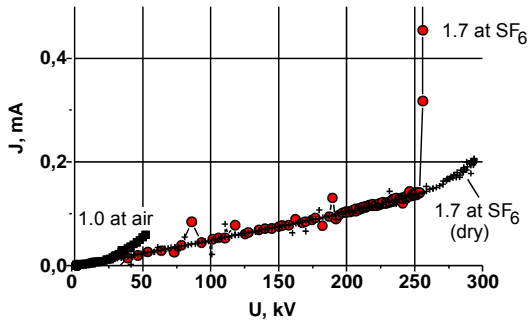


Рис. 10.1 Ток утечки высоковольтного выпрямителя при различных условиях. Испытания на воздухе показывают быстрый рост тока короны при напряжении 50 кВ.

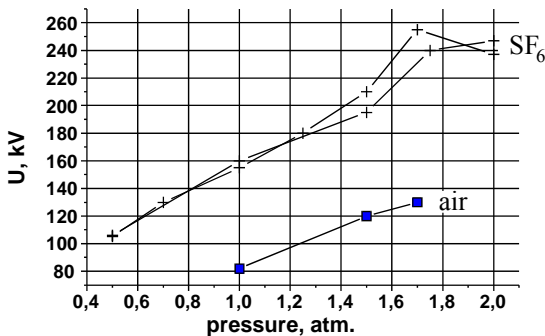


Рис. 10.2. Предельное напряжение, полученное на ЭХ-300 в зависимости от давления воздуха и элегаза ( $SF_6$ ).



На рисунке 10.2. показана зависимость максимального напряжения, полученного на установке при различных давлениях газа. Ограничение роста высоковольтной прочности при давлении элегаза более 1.7 атм вызвано, по-видимому, загрязнением маслом защитных разрядников вдоль ускорительной трубки, которое было допущено в процессе их сборки и эксплуатации.

## **11. Генератор высоковольтного питания установки электронного охлаждения ЭХ-300**

### **11.1 Параметры генератора**

Выходное напряжение	50 – 300 кВ
Выходной ток	3 мА
Допустимая долговременная нестабильность выходного напряжения	10 ppm.
Допустимый уровень пульсаций	1 ppm.

*Генератор высоковольтного питания состоит из трех основных систем:*

1. Высоковольтного выпрямителя, размещенного в баке под давлением изолирующего газа (1.7 атм).
2. Системы контроля и стабилизации высокого напряжения, основными элементами которой являются: прецизионный высоковольтный делитель, емкостной датчик пульсаций, схема стабилизации высокого напряжения и подавления пульсаций (если это потребуется), схема защиты от пробоев и от превышения выходного напряжения выпрямителя.
3. Источника питания – высокочастотного преобразователя, работающего на частотах до 500кГц и мощностью до 2кВт.

### **11.2 Высоковольтный выпрямитель**

По принципу действия высоковольтный выпрямитель представляет собой секционированную выпрямительную колонну с емкостной связью и параллельным по входу питанием секций, включенных по отношению к нагрузке последовательно. Параллельное питание всех секций через высоковольтные зазоры обеспечивает одинаковую нагрузку выпрямляющих диодов.

Высокая рабочая частота 350 кГц преобразователя, питающего выпрямительную колонну, выбрана из соображений уменьшения запасенной энергии и уровня пульсаций выходного напряжения колонны. Кроме того, с ростом частоты питания уменьшается внутреннее сопротивление выпрямителя, тем самым уменьшается спад его нагрузочной характеристики. Конструкция выпрямителя в схематичном виде представлена на рисунке 11.1.

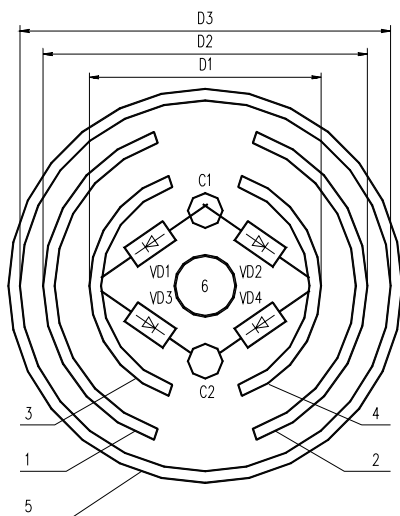


Рис. 11.1. Схематичный вид секций высоковольтного генератора.

Внутри бака 5 по всей его высоте расположены возбуждающие электроды-пластины 1 и 2, на которые подается высокочастотное напряжение возбуждения. Далее находятся выпрямительные секции, расположенные друг над другом. Каждая секция состоит из приемных пластин-электродов 3 и 4, выпрямительных диодов VD1 – VD4 и фильтрующих конденсаторов C1 и C2. В центре секций имеется отверстие 6 для размещения высоковольтного делителя. Количество секций зависит от требуемого выходного напряжения (300 кВ) и напряжения на одной секции (20 кВ). Выбирать меньшее напряжение на одной секции нецелесообразно из-за чрезмерного возрастания количества секций и уменьшения емкостной связи с пластинами возбуждения. Однако при более высоком напряжении затруднен выбор выпрямительных диодов, повышается входное напряжение на пластинах возбуждения. Расстояние между пластинами 1-3 и 2-4 определяется выходным напряжением выпрямительной колонны и прочностью изоляции. Исходя из этого, предварительно были выбраны геометрические размеры и высоковольтные зазоры колонны, тип высоковольтных выпрямительных столбов, величины емкостей фильтрующих конденсаторов.

Количество секций было принято равным пятнадцати с выпрямленным напряжением 20 кВ на каждой.

Для раскочки симметрично относительно земли высокого напряжения возбуждения на передающих пластинах-электродах используются два последовательных колебательных контура. Непременным условием получения высокого КПД и достаточного напряжения на пластинах является высокая добротность контура. В качестве индуктивности контуров служат катушки в форме тора. Обмотки катушек выполнены проводом, свитым из пяти высоко-

кочастотных проводов ЛЭШО 49\*0.1. Поскольку возбуждающие пластины высоковольтного генератора имеют существенную емкость относительно корпуса, генератор возбуждения должен обеспечивать реактивную мощность, превышающую мощность нагрузки.

Упрощенная электрическая схема выпрямителя представлена на рис.11.2.

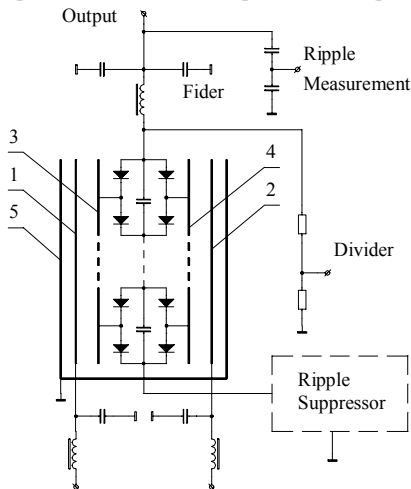


Рис. 11.2. Упрощенная схема высоковольтного генератора

Минимальная частота возбуждения выпрямителя:

$$F_{\min} = \frac{N^2}{RCp(\Delta U_0/U_0)\pi},$$

где  $N = 15$  – количество секций,  $R = 100$  Мом – сопротивление нагрузки,  $C_p = 75$  пФ – суммарная емкость возбуждающей пластины на все секции,  $\Delta U_0/U_0$  – уменьшение выходного постоянного напряжения. При  $\Delta U/U = 0.2$  получаем  $F_{\min} = 119$  кГц.

Относительную величину пульсаций выпрямителя можно оценить по формуле:

$$K_f = \frac{N}{2FRCn},$$

где  $C_n$  – емкость фильтрующих конденсаторов одной секции,  $F$  – частота возбуждения,  $N$  – количество секций,  $R$  – сопротивление нагрузки. При  $C_n = 1.5$  нФ,  $F = 1.19 \cdot 10^5$  Гц,  $N = 15$  и  $R = 10^8$  Ом коэффициент пульсаций составит  $K_f = 4.2 \cdot 10^{-4}$ .

=

На этапе конструкторско-технологической разработки выпрямителя для экспериментальной проверки и измерения основных параметров был создан макет, который по своим конструктивным элементам и электрическим характеристикам послужил прототипом реальному генератору.

Прототип генератора представлял собой секционированную выпрямительную колонну, содержащую три (из пятнадцати рассчитанных на полное напряжение) выпрямительных секций и контуры возбуждения с передающими пластинами-электродами. В каждой выпрямительной секции умножения использовались конденсаторы КВИ-3, включенные параллельно-последовательно, и два диодных полумоста на основе высоковольтных кремниевых выпрямителей типа RHC25-40 (производства фирмы EDI). Вся конструкция выпрямительной колонны с контурами возбуждения размещалась в медном цилиндре. Контуры возбуждения выпрямителя питались от созданного для этих целей преобразователя с параметрами:

Рабочая частота ..... 100 – 500 кГц

Выходное напряжение прямоугольной формы ..... 20 – 300 В

Выходная мощность, не более ..... 1000 Вт

Высоковольтный выпрямитель испытывался на резонансной частоте контура возбуждения 434.7 кГц. Все электрические испытания проведены в воздушной среде. Ниже представлены конструктивные размеры прототипа высоковольтного генератора "Гепард":

Таблица 11.1

Внутренний диаметр бака	840 мм
Диаметр выпрямительных секций	600 мм
Количество испытываемых секций	3
Шаг установки секций	65 мм
Ширина приемных полуколец-электродов секций	50 мм
Зазор между секциями	15 мм
Зазор между передающими и приемными электродами	65 мм
Зазор между противофазными передающими электродами	70 мм

Измеренные электрические параметры макета высоковольтного генератора "Гепард" представлены в таблице 11.2:

Таблица 11.2

Напряжение на одной секции макета генератора «ГЕПАРД»	20 кВ
Суммарное постоянное выходное напряжение на трех секциях Номинальный ток нагрузки	60 кВ 3 мА
Спад нагрузочной характеристики выпрямителя, при токе нагрузки	24 %
Амплитуда рабочих напряжений на электродах возбуждения	12 кВ
Коэффициент передачи по напряжению от передающих электродов к выходному напряжению секции в режиме холостого хода	2.4
Коэффициент передачи по напряжению от передающих электродов к выходному напряжению секции в номинальном режиме (ток 3мА)	1.8
Добротность контура возбуждения выпрямителя в режиме ХХ	150
Нагруженная добротность контура возбуждения	80

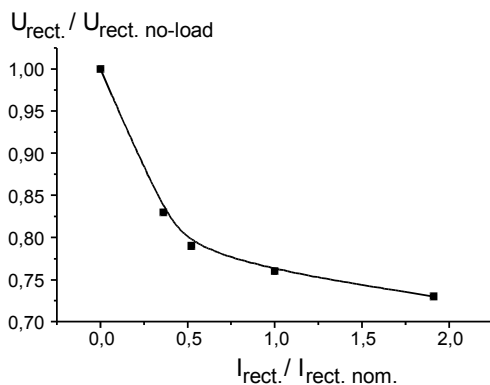


Рис. 11.3. Зависимость выходного напряжения выпрямителя от тока нагрузки.

На рисунке 11.3 приведена полученная на прототипе зависимость выходного напряжения от тока нагрузки.

## 12. Система источников питания установки электронного охлаждения

С точки зрения источников питания установка электронного охлаждения представляет собой электровакуумный прибор, содержащий электронную пушку и коллектор. Оба узла находятся под высоким потенциалом, достигающим 300 кВ относительно земли. Условно систему питания можно разбить на две части: блоки, находящиеся под потенциалом 300 кВ (высоковольтный терминал), и источники, находящиеся под потенциалом земли. Блок-схема системы питания установки электронного охлаждения изображена на рисунке 12.1. В таблице 12.1 указаны основные требования на токи, напряжения и стабильность источников питания.

Таблица 12.1

	Название источника питания	Напряжение	Ток	Стабильность
1	высоковольтный источник питания	300 кВ	3 мА	$1 \cdot 10^{-5}$
2	источник питания накала	20 В	5 А	$1 \cdot 10^{-2}$
3	источник питания сетки	+/- 2 кВ	3 мА	$1 \cdot 10^{-4}$
4	источник питания анода	6 кВ	3 мА	$1 \cdot 10^{-4}$
5	источник питания супрессора	5 кВ	10 мА	$1 \cdot 10^{-4}$
6	источник питания коллектора	5 кВ	3 А	$2 \cdot 10^{-2}$

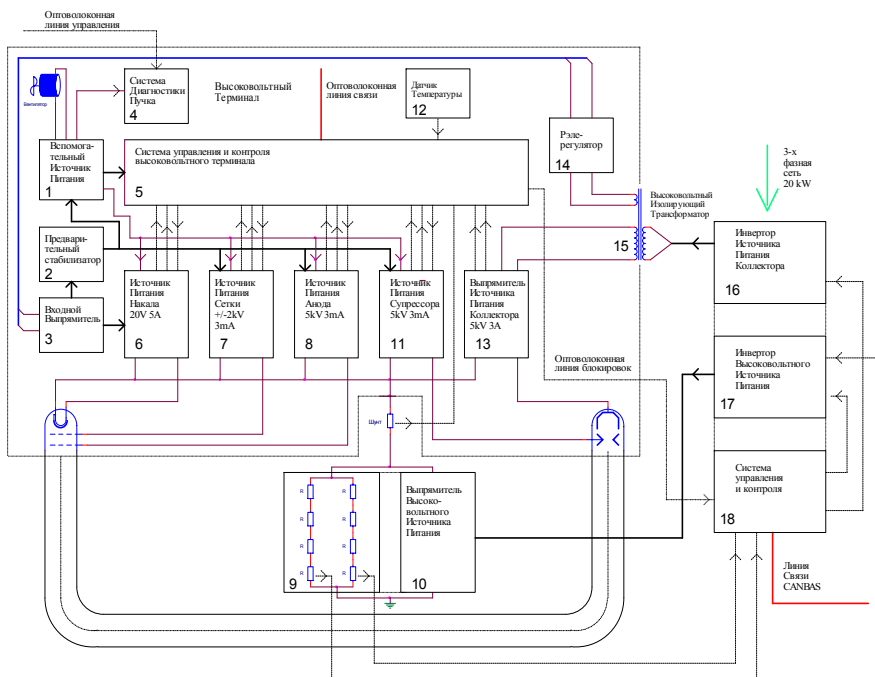


Рис. 12.1. Схема источников питания установки электронного охлаждения.

Высоковольтный терминал состоит из высоковольтного изолирующего трансформатора 15, выпрямителя источника питания коллектора 13, реле-регулятора 14, входного выпрямителя 3, предварительного стабилизатора 2, вспомогательного источника 1, источника питания накала 6, источника питания сетки 7, источника питания анода 8, источника питания супрессора 11, системы управления и контроля 5, датчика температуры коллектора 12.

На рисунке 12.2 изображена блок-схема входного выпрямителя и предварительного стабилизатора. Входной выпрямитель (часть 1) состоит из собранного по мостовой схеме на диодах VD1-VD4 выпрямителя, варисторов RV1-RV для ограничения входного напряжения, и фильтрующего конденсатора C1. Предварительный стабилизатор предназначен для питания постоянным стабильным напряжением 45 В силовой части источников питания сетки, анода, супрессора и вспомогательного источника питания. Он представляет из себя понижающий преобразователь ключевого типа. Его основными элементами являются: транзистор VT1, диод 5, индуктивность L1 и конденсатор C3. При открывании транзистора VT1 происходит накачка тока в индуктивность L1, при заперении транзистора VT1 открывается диод VD5, подхватывая ток в индуктивности L1. Конденсатор C3 является выходным

фильтром. Для управления транзистором используется специальный драйвер, формирующий необходимый ток для быстрого включения и выключения транзистора и защищающий его от перегрузки по току. Выходное напряжение регулируется изменением скважности включения транзистора. Для стабилизации выходного напряжения собрана схема управления, обеспечивающая изменение скважности включения транзистора VT1.

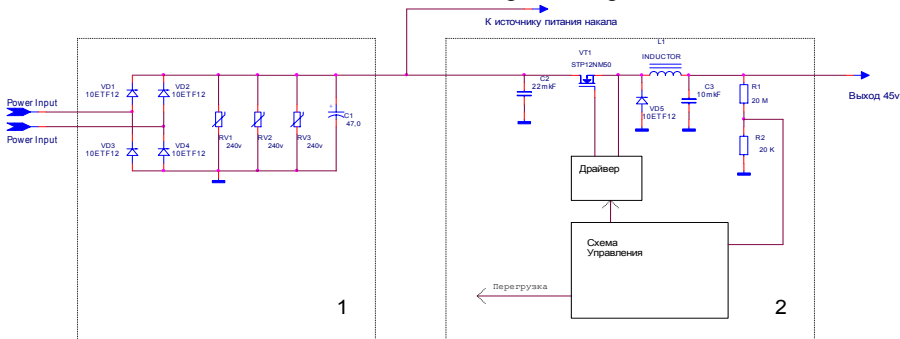


Рис. 12.2. Блок-схема входного выпрямителя и предварительного стабилизатора.

Блок-схема вспомогательного источника питания изображена на рисунке 12.3. Он предназначен для питания собственных нужд источников питания накала, сетки, анода и супрессора, а так же для питания системы управления и контроля высоковольтным терминалом, системы диагностики электронно-пучка и вентиляторов.

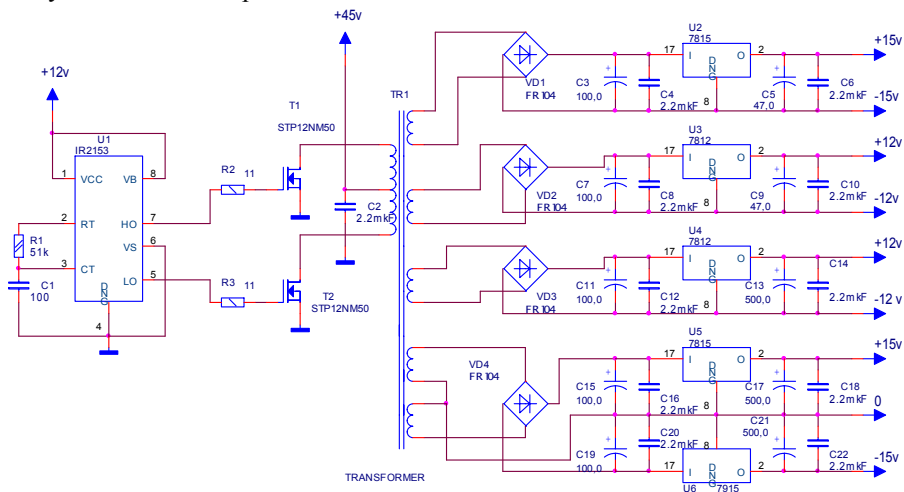


Рис. 12.3. Блок-схема вспомогательного источника питания.

Транзисторы T1 и T2, открываясь в противофазе, создают переменное напряжение в первичной обмотке трансформатора TR1. Управление транзисторами осуществляется с помощью специализированной микросхемы U1. Для стабилизации выходных напряжений и защиты от короткого замыкания используются микросхемы U2-U6. Благодаря использованию независимых вторичных обмоток, каждый канал стабилизации имеет гальваническую изоляцию от других.

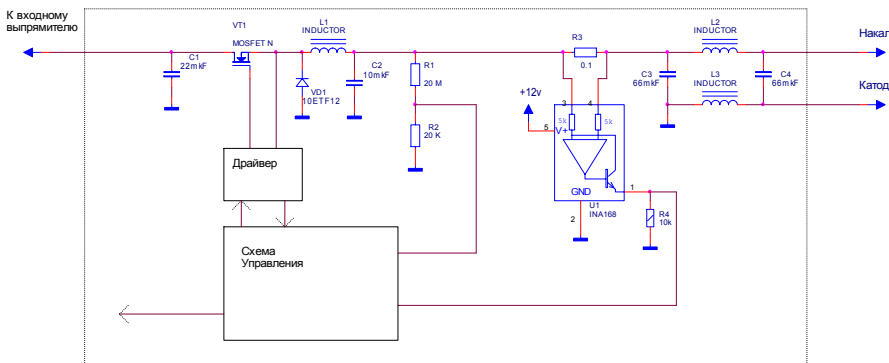


Рис. 12.4. Блок-схема источника питания накала.

На рисунке 12.4 изображена блок-схема источника питания накала. Принцип работы источника питания накала аналогичен принципу работы предварительного стабилизатора. Отличие заключается лишь в наличии у источника питания накала схемы измерения выходного тока и выходного фильтра. Для измерения выходного тока служит резистор R3, сигнал с которого снимается при помощи специализированной микросхемы U1. Выходной фильтр собран на индуктивностях L2 и L3 и конденсаторах C3 и C4. Включение такого фильтра позволило исключить пульсации в электронном пучке, которые наблюдались без этого фильтра.

Блок-схема источника питания сетки приведена на рисунке 12.5. Источник питания сетки представляет из себя два параллельно включенных высоковольтных выпрямителя с общей фильтрующей ёмкостью на выходе, работающих по очереди.

Для формирования на выходе положительного напряжения используется выпрямитель на диодах VD1 – VD4. Транзисторы VT1 и VT2, открываясь в противофазе, создают переменное напряжение в первичной обмотке повышающего трансформатора T1, а транзисторы VT6 и VT7 заперты. Высокое напряжение со вторичной обмотки трансформатора T1 подаётся на собранный по мостовой схеме выпрямитель на диодах VD1 – VD4. Катоды диодов VD1 и VD2 подключаются к выходному фильтрующему конденсатору C5 при помощи высоковольтного ключа на транзисторах VT3 – VT5. Управление ключами осуществляется от дополнительной обмотки трансформатора



T1 при помощи развязывающих трансформаторов T2, T3 и T4. Формирование на выходе отрицательного напряжения происходит аналогичным образом, при этом работают транзисторы VT6 и VT7, а транзисторы VT1 и VT2 заперты.

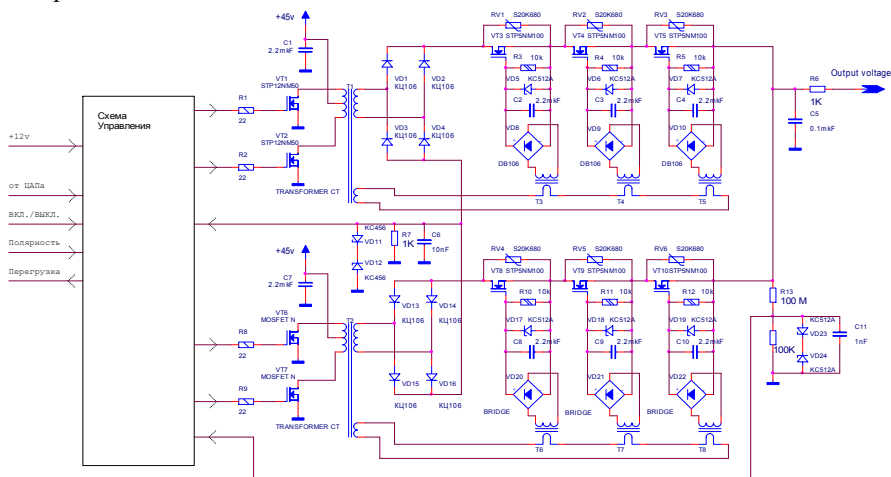


Рис. 12.5. Блок-схема источника питания сетки.

На рисунке 12.6 приведена схема блок-схема источника питания анода.

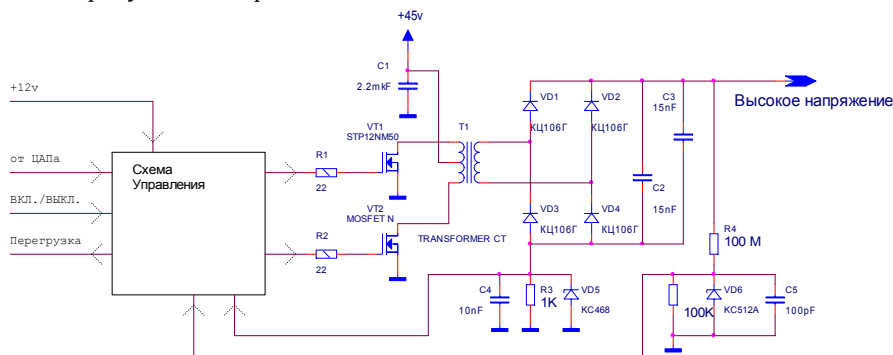


Рис. 12.6. Блок-схема источника питания анода.

Транзисторы VT1 и VT2, открываясь и закрываясь со сдвигом на полпериода, создают переменное напряжение в первичной обмотке повышающего трансформатора T1. Напряжение со вторичной высоковольтной обмотки трансформатора подаётся на выпрямитель, собранный по мостовой схеме на диодах VD1 – VD4. Регулировка и стабилизация выходного напряжения

осуществляется при помощи ШИМ-модуляции включения транзисторов VT1 и VT2. Для этих целей собрана специальная схема управления.

Система контроля предназначена для управления источниками питания накала, сетки, анода и супрессора, а также для измерения выдаваемого источниками напряжения и потребляемого от источников тока. Кроме того, система обеспечивает измерение напряжения и тока источника питания коллектора, измерение тока высоковольтного источника питания и измерение температуры коллектора. Обмен данными между компьютером и системой управления и контроля осуществляется при помощи оптоволоконной линии связи. Система управления и контроля, находящаяся в высоковольтной части, связана с системой управления и контроля, находящейся в низковольтной части, при помощи независимой многоканальной двунаправленной оптоволоконной линии связи, обеспечивающей аппаратное отключение источников при возникновении внештатных ситуаций. Основным элементом системы управления и контроля является плата автоматизации. Эта плата содержит следующие элементы:

- 4 канала 14-разрядного ЦАПа,
- 16 каналов 16-разрядного двуполярного АЦП,
- 8 канальный выходной регистр,
- 16 канальный входной регистр,
- CANBUS интерфейс, по которому осуществляется связь с управляющей ЭВМ,
- встроенный микропроцессор.

### **13. Самовозбуждение колебаний в цепи питания коллектора**

При работе с электронным пучком был замечен срыв рекуперации при приближении к некоторому пороговому значению тока пучка. Он сопровождается интенсивными колебаниями пространственного заряда пучка, регистрируемыми на пикап-электродах. Характерная частота возникающих колебаний лежит в области 20 МГц. Одновременно с этим регистрируется резкое увеличение общего тока потерь на землю и тока на супрессорный электрод. Одной из возможных причин этого является самовозбуждение однолампового усилителя, которым является блок электронной пушки (фактически электронной лампы-триод). При наличии паразитных связей между пушкой (управляющим электродом) и коллектором возможно самовозбуждение паразитных колебаний. Обратная связь может устанавливаться как через распространение бегущих волн по коаксиальному волноводу – высоковольтному фидеру (рис.2.1, элемент 1), так и по цепям источника питания коллектора. Непосредственное влияние паразитного сигнала на управляющий электрод может идти через конечную емкость между ним и окружающими электродами. При возникновении высокочастотных колебательных контуров в

указанных выше схемах возможно дополнительное увеличение амплитуды паразитных колебаний.

Для борьбы с этим явлением использовался специальный демпфер, включенный в цепь коллектора. Он представлял собой активное и индуктивное сопротивление, соединенные параллельно.

С таким демпфером ( $R = 75 \text{ Ом}$ ) было легко достигнуто значение тока  $2 \text{ А}$ , но  $10 \text{ мин}$  оказалось достаточно, чтобы в результате нагрева из-за выделяющейся в нем мощности он пришел в негодность (см. рис.13.1). Установка двух резисторов повышенной мощности ( $40 \text{ Вт}$ ) привело к сильному тепловыделению внутри высоковольтного терминала.

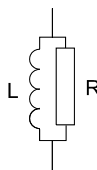


Рис. 13.1. Фотография демпфера через 10 мин работы.

В окончательном решении резисторы, выполненные в виде нихромовых спиралей, были помещены в масляные трубки, которые использовались для охлаждения коллектора.

На рисунках 13.2 и 13.3 показана зависимость тока потерь и тока на супрессорный электрод при изменении тока пучка при установленном демпфере и без него. Видно, что наличие демпфера, гасящего высокочастотные колебания в цепи коллектора, резко улучшает ситуацию.

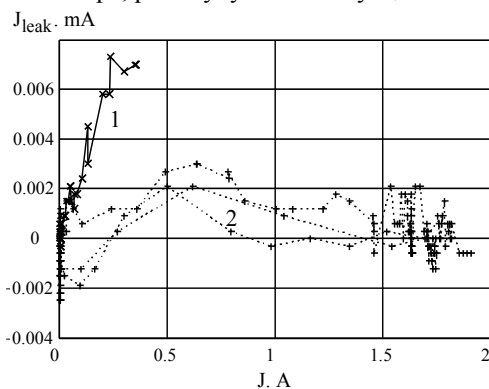


Рис. 13.2. Зависимость тока потерь от тока пучка при наличии демпфера в коллекторной цепи (2) и без него (1).

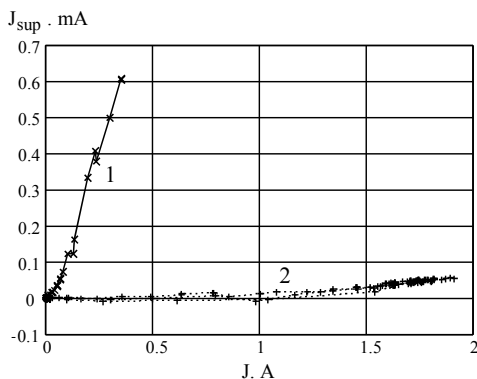


Рис. 13.3. Зависимость тока на супрессорный электрод от тока пучка при наличии демфера в коллекторной цепи (2) и без него (1).

## Приложение 1

### Вторично-электронная эмиссия в коллекторе

#### П1.1 Модель вторичной эмиссии. Теория

При ударе электрона о поверхность образуются вторичные электроны трех типов [3], различающихся механизмом возникновения. У каждого из этих типов свой характерный коэффициент эмиссии и его зависимость от энергии первичных электронов, свой энергетический спектр и своя диаграмма направленности. Этими электронами являются:

1. Истинно вторичные электроны (true secondary emission).
2. Неупруго отраженные электроны (re-diffused electrons).
3. Упруго отраженные электроны (elastically reflected electrons).

Рассмотрим каждый из этих типов подробнее. Истинно вторичными электронами называют электроны самой мишени, которые при пролете через вещество первичных электронов получают часть их энергии, достаточную для выхода из мишени. Истинно вторичные электроны низкоэнергетичны (до 50 эВ), их характерная энергия составляет несколько эВ. Коэффициент вторичной эмиссии таких электронов обозначается  $\delta$ . Он имеет максимум при энергии первичного пучка в несколько сотен эВ; величина этого максимума очень сильно зависит от состояния поверхности вещества. С ростом энергии коэффициент истинной вторичной эмиссии плавно спадает. Диаграмма направленности таких электронов является косинусной:

$$dn = \frac{N_0}{\pi} \cos(\theta) d\Omega, \quad (\text{П1})$$

где  $dn$  – число вторичных электронов, вылетевших в элемент телесного угла  $d\Omega$ ,  $N_0$  – полное число вторичных электронов.

Неупруго отраженные электроны – это первичные электроны, испытавшие одно или несколько неупругих отражений в веществе мишени. В результате этих отражений электроны рассеиваются и теряют часть своей энергии. Таким образом, энергетический спектр неупругих электронов покрывает весь диапазон от нуля до энергии первичных электронов. Коэффициент вторичной эмиссии неупруго отраженных электронов обозначается через  $\eta$ . Для очень малых энергий  $\eta$  мало, но быстро выходит на константу, которая сохраняется вплоть до очень больших энергий. Диаграмма направленности неупруго отраженных электронов близка к косинусной, но ее максимум направлен не по нормали к поверхности, а смещен в сторону отраженного вектора падения (см. рис.1). Можно сказать, что более высокоэнергетичные электроны испытывают меньшее рассеяние в веществе и выходят из вещества близко к углу отражения, в то время как электроны с низкой энергией, испытав много неупругих отражений, выходят со средним направлением близким к нормали.

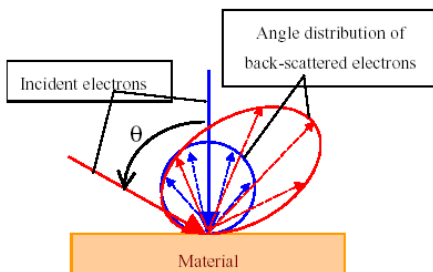


Рис. 1. Диаграмма направленности отраженных электронов.

Хотя и нельзя провести точную энергетическую границу между неупруго отраженными и истинно вторичными электронами, считают, что все вторичные электроны с энергией менее 50 эВ являются истинно вторичными.

Упруго отраженные электроны, как понятно из их названия, являются первичными электронами, упруго отразившимися от мишени. Их энергия очень (с точностью до нескольких эВ) близка к энергии первичного потока. Коэффициент эмиссии таких электронов  $r$  быстро падает с ростом энергии от нуля до порядка 100 эВ и в дальнейшем составляет незначительную величину порядка нескольких сотых.

Полный коэффициент вторичной эмиссии, равный отношению числа всех образующихся вторичных электронов к числу первичных,  $\sigma = \delta + \eta + r$ .

Все вышеперечисленные группы можно легко опознать на спектре вторичных электронов [4, 9], пример которого приведен на рисунке 2.

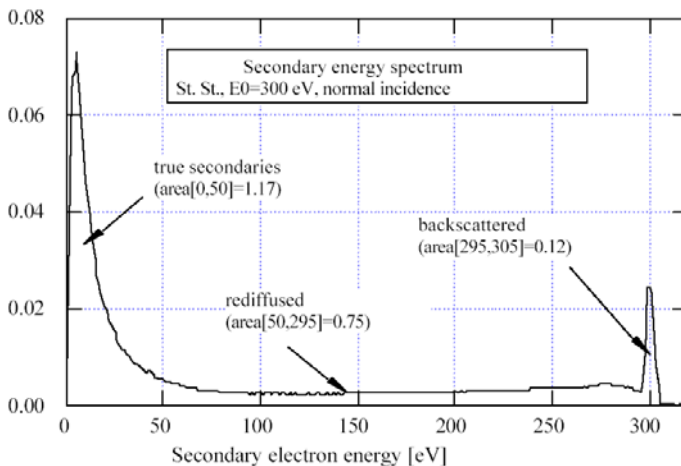


Рис. 2. Спектр вторичных электронов, образующихся при нормальном падении пучка с энергией 300 эВ на стальную мишень.

## III.2 Модель вторичной эмиссии. Численное описание

Для численного описания вторичной эмиссии необходимы формулы, задающие зависимость коэффициентов  $\delta$ ,  $\eta$  и  $r$  от энергии первичного пучка и от угла его падения на мишень, описывающие энергетический спектр и пространственное распределение каждого из типов вторичной эмиссии. Такие формулы существуют только в эмпирическом виде.

Рассмотрим сначала зависимости коэффициентов вторичной эмиссии при нормальном угле падения ( $\theta = 0^\circ$ ). В работе [5] приводятся следующие эмпирические формулы:

$$\delta(E_0, 0) = \delta_{ts} \cdot \frac{s \cdot \frac{E_0}{E_{ts}}}{s - 1 + \left( \frac{E_0}{E_{ts}} \right)^s}, \quad (\text{P12})$$

$$\eta(E_0, 0) = \eta_{\text{inf}} \cdot \left( 1 - \exp\left(-\left(E_0/E_r\right)^r\right) \right), \quad (\text{P13})$$

$$r(E_0, 0) = r_{\text{inf}} + (r_0 - r_{\text{inf}}) \cdot \exp\left(-\left(E_0 - E_e/W\right)\right). \quad (\text{P14})$$

Рассмотрим подробнее каждую из этих формул. Начнем с формулы для упругого отражения (4). Эта формула описывает функцию, которая в нуле равна  $r_0$ , а на бесконечности -  $r_{\text{inf}}$  причем, характерная энергия, при которой происходит изменение значения, равна  $W$ . В [5] приведены следующие значения:  $r_0 = 0.5$ ,  $r_{\text{inf}} = 0.02$ ,  $W = 60$  эВ,  $E_e = 0$  эВ. Эти значения вполне

согласуются как качественно, так и количественно с данными из других источников [3, 6].

Формула (3), задающая коэффициент неупругого отражения, описывает функцию, растущую из 0 в точке ноль до  $\eta_{\text{inf}}$  на бесконечности. Для параметров используются следующие значения:  $\eta_{\text{inf}} = 0.3$ ,  $E_r = 200$  эВ,  $r = 1$ , что опять же согласуется с данными из [3, 6, 7].

У формулы (2), задающей коэффициент истинно вторичной эмиссии, есть максимум в точке  $E_0 = E_{TS}$ , величина этого максимума  $\delta_{\text{max}} = \delta_{TS}$ . Как уже отмечалось выше, величина этого максимума сильно зависит от состояния поверхности вещества. В работе [8] исследованы три образца меди: необработанной, прогретой до  $300^{\circ}$ , и обработанной в парах аргона. Показано, что максимум для прогретой меди примерно составляет величину  $\delta_{TS} = 1.5$ . Остальные параметры формулы (2):  $s = 1.55$ ,  $E_{TS} = 300$  эВ.

На рисунке 3 представлены графики функций (2), (3) и (4), а также график зависимости полного коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от энергии первичного пучка.

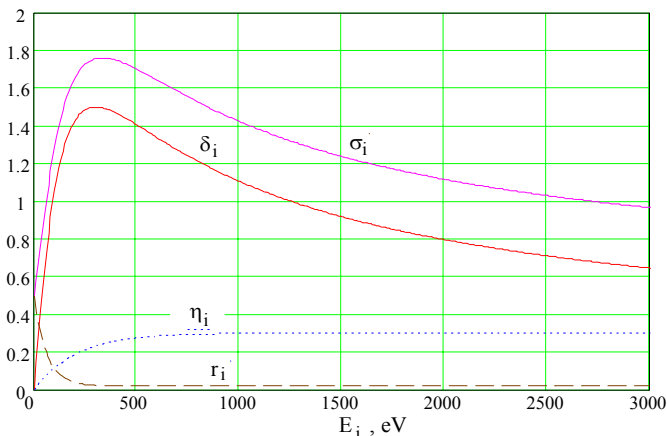


Рис. 3. Зависимости коэффициентов вторичной эмиссии от энергии первичного пучка, описанные эмпирическими формулами (2 - 4).

Угол падения первичного потока также сильно влияет на величину коэффициента эмиссии. Поскольку первичные электроны рассеивают свою энергию ближе к поверхности, следует ожидать выхода большего числа электронов. В работах различных авторов рассматриваются различные эмпирические формулы, описывающие этот эффект, но для использования в дальнейшем была выбрана следующая формула, предложенная в [3, 6, 7]:

$$\sigma(E_0, \theta) = \sigma(E_0, 0) \cdot \exp(K \cdot (1 - \cos(\theta))) \quad (\text{П15})$$

В отличие от широко распространенной формулы  $\sigma(E_0, \theta) = \sigma(E_0, 0) / \cos(\theta)$ , формула (П5) правильно учитывает возрастание коэффициента эмиссии при больших углах падения.

Есть еще один эффект, который необходимо учитывать при расчете коэффициента эмиссии падающего наклонно пучка. Дело в том, что при уменьшении энергии первичного пучка зависимость  $\sigma$  от угла ослабевает. Этот эффект можно учесть, введя зависимость коэффициента  $K$  в формуле (П5) от энергии. К сожалению, в литературе отсутствует формула, описывающая эту зависимость, поэтому она подбиралась по данным из работ [6, 7]. Необходимо, чтобы при малых энергиях коэффициент  $K$  был мал (слабая зависимость от  $\theta$ ), с ростом энергии возрастал, и после некоторой энергии выходил на константу. Такая зависимость описывается формулой вида:

$$K(E_0) = K_0 \cdot (1 - \exp(-E_0/E_k)). \quad (\text{П6})$$

Результат подбора параметров в формуле (П6) для Nb представлен на рисунке 4. При этом  $K_0 = 0.8$ ,  $E_k = 500$  eV. Для меди, как показано в [7], необходимо использовать параметр  $K_0 = 1.05$ .

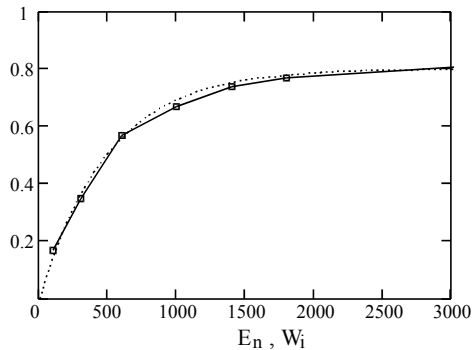


Рис. 4. Подбор коэффициента  $K$  в формуле (П6), описывающего зависимость вторичной эмиссии от угла падения первичного пучка. Сплошная кривая - экспериментальные данные, пунктир - интерполяция.

На рисунке 5 приведена зависимость полного коэффициента вторичной эмиссии от энергии при углах падения 0, 60 и 80 градусов. Как видно, при увеличении угла падения пучка положение максимума коэффициента смещается в сторону более высоких энергий, а сам максимум уширяется. Этот эффект был отмечен в [3].



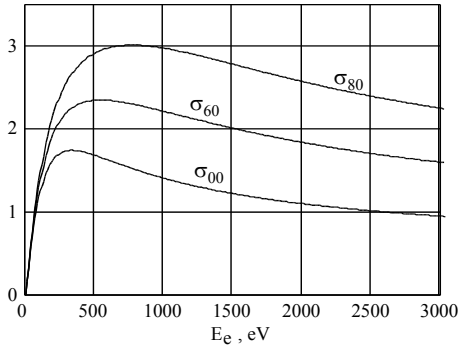


Рис. 5. Зависимость полного коэффициента вторичной эмиссии от энергии при углах падения  $0$ ,  $60$  и  $80$  градусов.

Для расчета спектра истинно вторичных электронов в [9] приведена следующая формула:

$$\frac{dn_{ts}}{dE} = A \cdot E^{p-1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_{ts \max}}\right), \quad (\text{П7})$$

где  $A$  – нормировочный коэффициент;  $E_{ts \max}$  – энергия, в которой спектр имеет максимум;  $p$  – параметр, зависящий от материала. В [9, 10] этот параметр  $p = \frac{3}{2}$ , что дает:

$$\frac{dn_{ts}}{dE} = f_{ts} = \frac{N_{ts}}{\sqrt{2\pi} E_{ts \max}} \cdot \sqrt{\frac{E}{E_{ts \max}}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{E}{E_{ts \max}}\right), \quad (\text{П8})$$

$E_{ts \max} = 3.79$  эВ. Именно эта функция и используется в дальнейшем для расчетов. Ее график, нормированный на  $N_{ts}$ , показан на рисунке 6.

Спектр неупруго отраженных электронов, как показано в работах [11, 12], имеет вид, изображенный на рисунке 7. В [12] приведены результаты моделирования неупругого отражения методом Монте-Карло.

В работах [9, 13] приводится следующее приближение графика с рис. 7, которое и используется в дальнейшем:

$$\frac{dn_{rd}}{dE} = f_{rd} = N_{rd} \cdot \frac{3}{2} \frac{1}{E_0} \sqrt{\frac{E}{E_0}}, \quad (\text{П9})$$

где  $E_0$  – энергия первичного пучка. Эта функция не описывает существования максимума  $\frac{dn_{rd}}{dE}$ , но позволяет описать возрастание  $\frac{dn_{rd}}{dE}$  с ростом энергии.

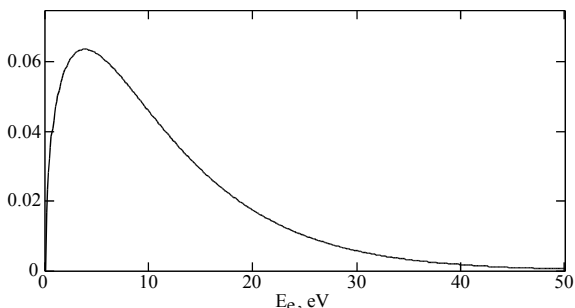


Рис. 6. Нормированный спектр истинно вторичных электронов.

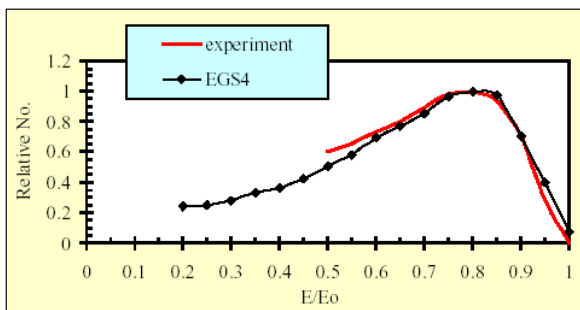


Рис. 7. Спектр неупруго отраженных электронов, результаты эксперимента и моделирования методом Монте-Карло.

Диаграмма направленности неупруго отраженных электронов считается, как и для истинно вторичных электронов, косинусной. То есть, в расчетах пренебрегается эффектом, изображенным на рисунке 1.

Как показано во многих вышеприведенных работах, спектр упругого отражения имеет незначительную ширину, в несколько эВ, которой в дальнейшем пренебрегаем:

$$\frac{dn_{er}}{dE} = f_{er} = N_{er} \cdot \delta(E - E_0). \quad (\text{П10})$$

### П1.3 Модель вторичной эмиссии. Численное моделирование

При расчете вторичной эмиссии из каждой точки падения первичного электрона стартуют несколько электронов, описывающих энергетическое и угловое распределения. Зачастую для задания скоростей этих электронов привлекают метод Монте-Карло, использующий случайные величины. В отличие от этого метода, в описанных далее расчетах направления и модули скоростей вторичных электронов строго заданы, при этом используются энергетический спектр и диаграмма направленности.

Каждый из трех типов вторичной эмиссии рассматривается независимо. Сначала рассмотрим наиболее простой случай упругого отражения. Поскольку в нашей модели упруго отраженные электроны имеют лишь одну энергию (см. формулу (П10)), достаточно пустить только одну вторичную частицу. Импульс этой частицы образуется отражением импульса первичного электрона от поверхности; ток, переносимый этой частицей, равен  $I_{er} = r \cdot I_0$ , где  $r$  – коэффициент упругого отражения,  $I_0$  – ток, переносимый первичной частицей.

Неупруго отраженные и истинно вторичные электроны рассматриваются похожим образом. У обоих типов существует протяженный энергетический спектр. Для его описания в программе расчета вторичной эмиссии задается параметр  $n_e$  – число разбиений по энергии (для каждого из типов свой). Спектр делится на  $n_e + 1$  отрезков таким образом, чтобы площадь под спектральной функцией  $\frac{1}{N_0} \frac{dn}{dE}$  была одинаковой для каждого отрезка (см. рис.

б). Точки стыковки этих отрезков разбивают весь интервал энергий, причем там, где спектральная функция больше, они расставлены гуще. Эти точки задают энергию вторичных частиц. Ток между частицами разных энергий распределяется поровну.

Для нахождения значения этих энергий необходимо взять интеграл от спектра и обратить его:

$$F(E) = \int_0^E f(E') dE' = C, \quad 0 \leq C \leq 1 \quad (\text{П11})$$

$$E = F^{-1}(C).$$

Поскольку спектр неупруго отраженных частиц задается сравнительно простой функцией (П9), возможно его разбиение на произвольное число частей. Спектр истинно вторичных электронов моделируется численно.

Угловое распределение вторичных частиц, стартующих с определенной энергией, описывается формулой (П2). По аналогии с моделированием энергетического распределения, из каждой точки падения стартуют несколько частиц. Они имеют распределение как по углу наклона относительно нормали  $\theta$ , так и по азимутальному углу вокруг нормали  $\varphi$ .

По углу наклона распределение описывается следующим образом. Пользователь задает параметр  $n_\theta$  – число разбиений по  $\theta$ . Весь угол  $\frac{\pi}{2}$  делится на  $n_\theta + 1$  отрезков таким образом, чтобы в доли конусов, образованных углами – краями этих отрезков, вылетало, согласно (П2), равное количество частиц. Разбиение по углу  $\theta$  не равномерно и сгущено в направлении наи-

более вероятного вылета. По углу  $\varphi$  разбиение производится равномерно. Ток между всеми этими частицами распределяется равномерно.

Собственно, расчет вторичной эмиссии в коллекторе происходит следующим образом. Сначала в файл “f1” записываются точки падения частиц основного пучка на поверхность коллектора и их импульсы в этот момент. Из каждой точки из файла f1 стартуют несколько частиц, описывающих вторичную эмиссию. Число, энергии старта и направления вылета этих частиц рассчитываются как указано выше. Точки падения этих частиц опять записываются в файл “f2”. Потом эти файлы меняются местами, и процесс запускается заново. Таким образом можно говорить о поколениях вторичных частиц, т.е. об учитываемом числе отражений. Пользователь задает число рассчитываемых поколений и максимальный коэффициент ослабления тока. Если отношение тока вторичной частицы к току первичного пучка будет меньше этого коэффициента, то ее расчет останавливается.

Как показали расчеты, приведенную выше модель необходимо дополнить двумя замечаниями. Во-первых, для получения гладких и повторяющихся при малой вариации параметров энергетических графиков, таких как спектры выходящих частиц и их средняя энергия, необходимо делать значительное (10 ÷ 15) число разбиений по энергии. Во-вторых, в процессе расчетов было замечено, что получаемые величины, в первую очередь – выходящий из коллектора ток, очень чувствительны к числу угловых разбиений. Это можно понять, если вспомнить о магнитной пробке – механизме удержания вторичных частиц в коллекторе. Если у вторичной частицы достаточная энергия, то она может вылететь из коллектора только, если в момент старта ее скорость лежит в весьма узком угле потерь  $\sin^2(\theta) = B/B_{out}$ . В то же время угловое распределение описывается некоторым числом траекторий, углы между которыми гораздо больше угла потерь. Понятно, что в большинстве случаев эти траектории не попадут в угол потерь, и соответственно, не будет учтено влияние вторичной эмиссии из этой точки на выходной ток. Там же, где траектории углового разбиения случайно попадут в угол потерь, они принесут неоправданно большой ток. Если решать эту проблему “в лоб”, увеличивая число разбиений по углу, то это приводит к неоправданно большим временам расчета.

Для обхода этой проблемы использовался следующий метод. Вместе с траекториями, описывающими угловое распределение, из каждой точки падения стартуют несколько траекторий, скорости которых сгруппированы в направлении угла выхода. Эти выходящие траектории рассчитывались только для неупругого отражения, поскольку истинно вторичные электроны, обладающие небольшой энергией, заперты в коллекторе объемным зарядом пучка и вторичных электронов. Ток, переносимый этими электронами, равен

$$I_{out} = \eta \cdot \frac{\cos(\theta_n)}{\pi} \cdot d\Omega \cdot I_{in}, \text{ где } \theta_n \text{ – угол между нормалью к поверхности и}$$

направлением вылета из коллектора,  $d\Omega$  – телесный угол вылета,  $I_{in}$  – ток, переносимый падающей частицей. Ток, выходящий из коллектора, считался только от этих электронов; если же такой электрон попал на поверхность, расчет вторичной эмиссии от него не производился. Объемный заряд, наводимый этими электронами, не учитывался.

#### П1.4 Расчет коллектора установки ЭХ-300 с учетом вторичной эмиссии

Расчеты с учетом вторичной эмиссии показали, что провисание потенциала внутри коллектора, связанное с нею, может достигать сотен вольт (см. рис. 7.13). Таким образом, для полного описания динамики вторичных электронов в коллекторе необходимо решать полностью самосогласованную задачу с учетом полей пространственного заряда от всех типов электронов.

Зависимость плотности тока и средней энергии вылетающего потока вторичных электронов от радиуса показаны на рис.8. Как видно, в рамках принятой модели средняя энергия вторичных электронов возрастает с ростом радиуса. Это может быть объяснено ослаблением запирающего действия потенциала супрессора (рис. 7.8). Плотности тока вторичных электронов значительно возрастает с радиусом. Причин этому может быть несколько:

1. Для данного типа коллектора с ростом радиуса его внутренняя поверхность уходит в область большего магнитного поля. Соответственно, облегчается условие вылета из магнитной пробки.
2. Судя по картине траекторий (рис.7.9), в области с большим радиусом угол падения электрона направлен приблизительно по нормали к поверхности коллектора. Таким образом, согласно формуле (П1), наибольшее число неупругих электронов отразится в направлении траектории первичных частиц, что увеличивает их вероятность покинуть коллектор.

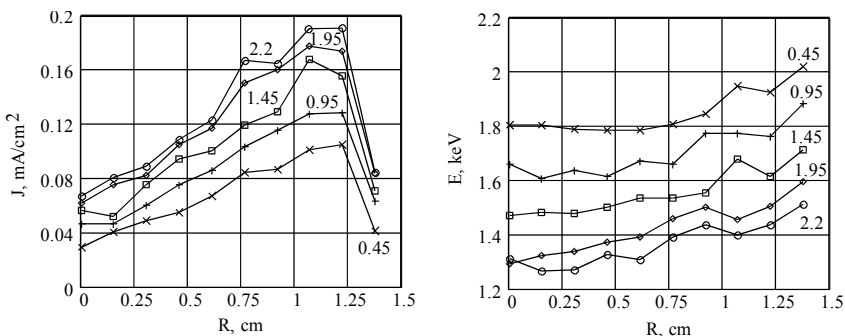


Рис. 8. Зависимость плотности тока и средней энергии вылетающего потока вторичных электронов от радиуса для различных значений потенциала супрессора.

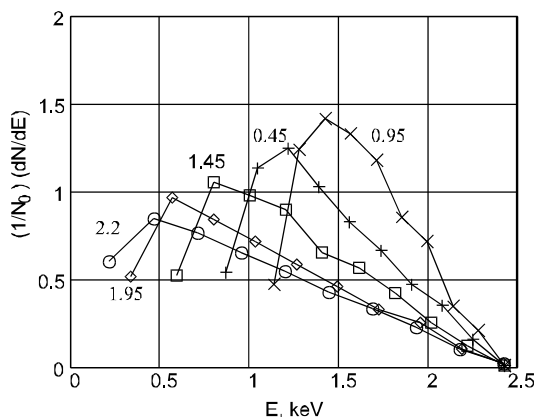


Рис. 9. Энергетический спектр вылетающих из коллектора вторичных электронов для различных значений потенциала супрессора. Энергия соответствует кинетической энергии электронов на поверхности коллектора.

Обращает на себя внимание спад плотности тока на самом краю. Это происходит из-за близости электрода супрессора. Энергетический спектр вылетающих из коллектора вторичных электронов изображен на рисунке 9. Расчеты показывают, что плотность вторичных частиц в области максимальной энергией мала, она увеличивается при уменьшении энергии, достигая максимума, и при какой-то энергии обрезается потенциалом супрессора.

## Приложение 2

### Цилиндрический электрод в коллекторе

Особенностью данного коллектора является использование в нем специального цилиндрического электрода (см. рис.7.1, элемент 4), который отсутствовал в начальном проекте (см. рис.7.3). Идея его использования заключается в создании дополнительного барьера, по аналогии с чернильницей – непроливашкой, для уменьшения выхода вторичных низко-энергичных электронов из коллектора. Из-за наличия отрезка трубы, обращенного внутрь коллектора, электронам необходимо пройти существенно больший путь поперек магнитного поля, чтобы покинуть коллектор.

В ходе экспериментов, на специализированном стенде, описанном в [15], было установлено, что использование такого элемента не только уменьшает ток потерь, но также существенно увеличивает первеанс коллектора, особенно при работе с цилиндрическим пучком. Последнее связано с приближением проводящей поверхности к поверхности пучка, что практически всегда ведет к увеличению первеанса.

Результаты сравнения коллекторов с цилиндрической вставкой и без показаны на рисунках 1-4.

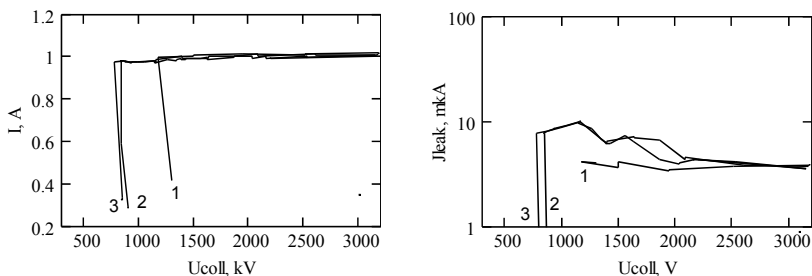


Рис. 1. Эффективность коллектора при наличии цилиндрической вставки. Показаны зависимости тока пучка (слева) и тока потерь (справа) от напряжения коллектора. Ток пучка 1 А, форма пучка - цилиндрическая, анодное напряжение 5 кВ (относительно земли), напряжение на управляющем электроде +1.2 кВ (относительно катода), напряжение на катоде 6.4 кВ (относительно земли). Цифрами на рисунке показаны различные значения потенциала супрессора: 1 - супрессор находится под потенциалом катода, 2 - напряжение на супрессоре равно половине напряжения на коллекторе (делитель 0.5), 3 - супрессор находится под потенциалом коллектора.

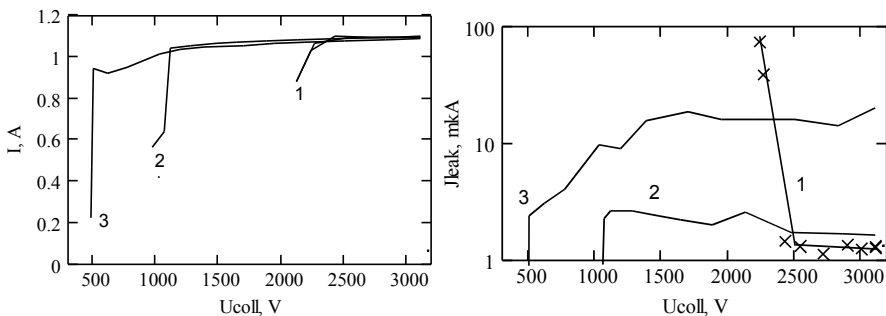


Рис. 2. Эффективность коллектора без цилиндрической вставки. Показаны зависимости тока пучка (слева) и тока потерь (справа) от напряжения коллектора. Ток пучка 1 А, форма пучка - цилиндрическая, анодное напряжение 5 кВ (относительно земли), напряжение на управляющем электроде +1.2 кВ (относительно катода), напряжение на катоде 6.4 кВ (относительно земли). Цифрами на рисунке показаны различные значения потенциала супрессора: 1 - супрессор находится под потенциалом катода, 2 - напряжение на супрессоре равно половине напряжения на коллекторе (делитель 0.5), 3 - супрессор находится под потенциалом коллектора.

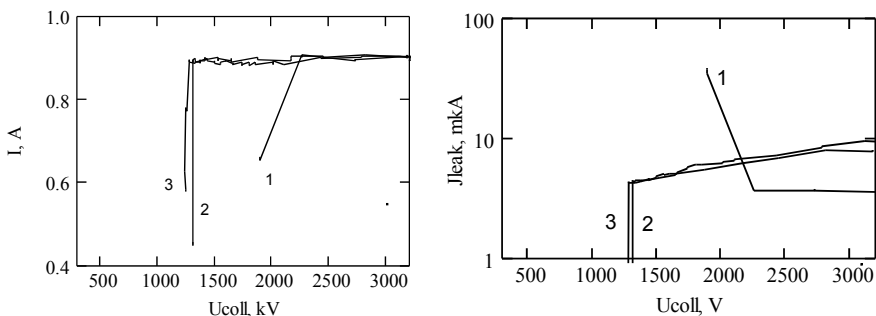


Рис. 3. Эффективность коллектора при наличии цилиндрической вставки. Показаны зависимости тока пучка (слева) и тока потерь (справа) от напряжения коллектора. Ток пучка 0.9 А, форма пучка – плоская, анодное напряжение 0 кВ (относительно земли), напряжение на управляющем электроде +0.4 кВ (относительно катода), напряжение на катоде 6.4 кВ (относительно земли). Цифрами на рисунке показаны различные значения потенциала супрессора: 1 - супрессор находится под потенциалом катода, 2 - на напряжение на супрессоре равно половине напряжения на коллекторе (делитель 0.5), 3 - супрессор находится под потенциалом коллектора.

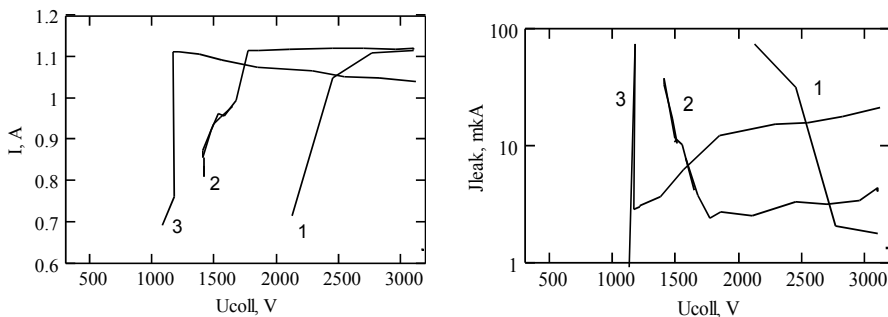


Рис. 4. Эффективность коллектора без цилиндрической вставки. Показаны зависимости тока пучка (слева) и тока потерь (справа) от напряжения коллектора. Ток пучка 0.9 А, форма пучка – плоская, анодное напряжение 0 кВ (относительно земли), напряжение на управляющем электроде +0.4 кВ (относительно катода), напряжение на катоде 6.4 кВ (относительно земли). Цифрами на рисунке показаны различные значения потенциала супрессора: 1 - супрессор находится под потенциалом катода, 2 - на напряжение на супрессоре равно половине напряжения на коллекторе (делитель 0.5), 3 - супрессор находится под потенциалом коллектора.



## Литература

1. *Budker G.I., Dikansky N.S., et al.* First experiments on electron cooling. IEEE Transaction on nuclear science, 1975, VS-22, N.5, 2093-2097.
2. *M.Bell, J. Chaney, et al.* Electron cooling in ICE at CERN. Nucl. Instrum. Method, 1981, v.190, p.237-255.
3. *Ellison T., Kells W., et al.* Electron cooling and accumulation of 200 MeV Protons at Fermilab. IEEE Trans. Nucl. Science, 1983, v. NS-30, N 4, p. 2370-2392.
4. *L. Hermansson, D. Reistad.* Electron cooling at CELSIUS. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 441 (2000), p.140-144.
5. *M. Steck, L. Groening, et al.* Beam accumulation with the SIS electron cooler. . Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 441 (2000), p.175-182.
6. *V.V Parkhomchuk, A. Skrinky.* Electron cooling: 35 years of development Uspekhi Fizicheskikh Nauk, vol. 170, issue 5, 2000 (Physics-Uspekhi, vol. 43, issue 5, 2000).
7. *Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И. и др.* Изучение быстрого электронного охлаждения. В кн. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978.
8. *Derbenev Ya.S., Skrinky A.N.* Magnetization effects in Electron Cooling. Fizika Plazmy, 1978, v.4, N3, p.492-500.
9. *V.V. Parkhomchuk.* New insights in the theory of electron cooling. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., A 441 (2000), pp.9-17.
10. *L. Hermansson, D. Reistad.* Electron cooling at CELSIUS. Nucl.Instr.Meth., A441(2000), p140-144.
11. *В.Н. Бочаров, А.В. Бублей и др.* “Физико-техническое задание на проектирование охладителей для накопительного комплекса CSR (Ланчжоу, КНР)”, Новосибирск, 1999.
12. *S. Konstantinov, E. Konstantinov.* Poster session of 255th International WEHeraeus-Seminar “Beam Cooling and Related Topics”, Bad Honnef, May 13-18, 2001. Matter and Material, Volume 13, ISBN 3-89336-316-5
13. *И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман.* Вторичная электронная эмиссия. Издство “Наука”, Москва, 1969г.
14. *A.N. Sharapa, A.V. Shemyakin.* “Secondary electron current loss in electron cooling devices”, Nucl.Instr.Meth. A351 (1994) 295-299.
15. *С.Г. Константинов, В.В. Пархомчук, В.Б. Рева.* Исследование колебаний пространственного заряда в установках электронного охлаждения. ЖТФ., 2003, т.73, вып.1, стр.91-95.
16. *A. Bublei, A. Goncharov, A. Ivanov, E. Konstantinov, S. Konstantinov, V. Panasiuk, V. Parkhomchuk, V. Reva, B. Skarbo, B. Smirnov, B. Sukhina, M. Tiunov, M. Zakhvatkin, X. Yang.* The electron gun with variable beam profile for optimization of electron cooling. Proceeding of EPAC 2002, Paris, France. p.1357 - 1358.

17. Л.Н. Арапов, Н.С. Диканский, В.И. Кокоулин и др. Прецизионный солениод для электронного охлаждения. XIII International conference on high energy accelerators (1986), v.1, Новосибирск, Наука, 1987, стр. 341-343.

## Оглавление

1. Цели и задачи создания современных установок электронного охлаждения. _____	3
2. Схема установки. _____	5
3. Особенности установки электронного охлаждения ЭХ-300. _____	6
4. Магнитные измерения на установке ЭХ-300. _____	8
5. Вакуумная система. _____	14
6. Электронная пушка. _____	18
7. Коллектор установки электронного охлаждения ЭХ-300. _____	22
8. Электростатический поворот. _____	38
9. Радиационные условия при работе ЭХ-300. _____	54
10. Электрическая прочность газовой изоляции охладителя ЭХ-300. _____	56
11. Генератор высоковольтного питания установки электронного охлаждения ЭХ-300. _____	57
12. Система источников питания установки электронного охлаждения. _____	61
13. Самовозбуждение колебаний в цепи питания коллектора. _____	66
Приложение 1. Вторично электронная эмиссия в коллекторе. _____	68
Приложение 2. Цилиндрический электрод в коллекторе. _____	78
Литература. _____	81