

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Самцов Денис Алексеевич

Тема работы: **Исследование угловых характеристик ленточного РЭП**

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

Д-р. физ.-мат. наук, проф.

Зам. Директора по научной работе,

ИЯФ СО РАН

Иванов А.А./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Научный руководитель

Д-р. физ.-мат. наук, проф.

Г.н.с., ИЯФ СО РАН

Аржанников А. В./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1 Разработка диагностики для измерения функции распределения скорости электронов по углам	5
1.1 Краткий обзор литературы по датчикам углового разброса.....	5
1.2 Датчик углового разброса.....	9
1.2.1 Схема конструкции разработанного датчика	9
1.2.2 Выбор параметров диафрагмы	12
1.2.3 Вычисление функции чувствительности коллекторов	13
1.2.4 Разработка методики восстановления функции распределения по результатам измерений	21
Глава 2 Анализ влияния различных факторов на угловые характеристики пучка, генерируемого в ленточном магнитно-изолированном диоде.....	26
2.1 Влияние геометрии диода и параметров ведущего магнитного поля.....	26
2.1.1 Угловой разброс, приобретаемый в прикатодной области диода.....	27
2.1.2 Дополнительная угловая расходимость электронов, возникающая при прохождении анодной щели в условиях однородного магнитного поля.....	28
2.1.3 Дополнительная угловая расходимость электронов, возникающая при прохождении анодной щели в условиях неоднородного магнитного поля.....	31
2.2 Угловой разброс ленточного пучка, генерируемого в ускорителе У-3.....	34
Глава 3 Измерения углового распределения электронов пучка, генерируемого в ускорителях У-2 и У-3	41
3.1 Эксперименты на ускорителе У-2.....	41
3.1.1 Схема эксперимента.....	41
3.1.2 Магнитное поле в датчике	42
3.1.3 Результаты измерений функции распределения электронов по углу θ.....	44
3.2 Эксперименты на ускорителе У-3.....	47

3.2.1	Схема установки ЭЛМИ и размещения датчика в ней.....	47
3.2.2	Магнитное поле в датчике углового разброса	49
3.2.3	Оптимизация геометрии коллекторов датчика	51
3.2.4	Результаты измерений функции распределения электронов по углу θ	54
	Обобщение результатов и заключение.....	56
	Список литературы.....	58

Введение

Сильноточные (единицы и десятки килоампер) релятивистские электронные пучки (РЭП) активно используются в плазменных установках и различных вакуумных устройствах для проведения исследований и решения практических задач. В плазменных установках такие пучки накачивают электронные плазменные колебания, которые нагревают плазму в процессе затухания и трансформируются в электромагнитные волны, выходящие в свободное пространство. В вакуумных устройствах с электродинамическими системами сильноточные РЭП генерируют потоки мощного электромагнитного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Важной характеристикой пучка, определяющей его эффективность взаимодействия с накачиваемой волной в плазме и в вакууме, является разброс скоростей электронов пучка. Эффективность передачи энергии от пучка в колебания оказывается тем выше, чем меньше разброс электронов по скоростям.

В Институте ядерной физики СО РАН сильноточные РЭП используются на установках ГОЛ-ПЭТ [1,2] и ЭЛМИ для накачки колебаний, как в плазме, так и в вакууме, соответственно. В этих установках используются ускорители У-2 [3,5] и У-3 [4,5], соответственно. В этих ускорителях пучки с требуемыми параметрами получают в ленточных вакуумных диодах с прямым ускорением в электростатическом поле в условиях ведущего магнитного поля. В этом случае генерируется моноэнергетический пучок МэВных электронов, для которого характерно то, что разброс по скоростям электронов вдоль направления магнитного поля пропорционален их угловому разбросу. В этих условиях перед участниками исследований, проводимых на указанных установках, стоит две важные задачи: выявить факторы, определяющие угловой разброс пучка в диодах указанных ускорителей, и разработать диагностику функции распределения скорости электронов по углам, что должно позволить осуществить поиск

путей снижения углового разброса. На решение обозначенных задач и направлено выполнение данной магистерской диссертации. В диссертации рассмотрены особенности разработанного датчика и методика восстановления функции распределения электронов по результатам измерений с его помощью. Приведены результаты регистрации сигналов, полученных при использовании разработанного датчика для проведения измерений на ускорителях У-2 и У-3, и результаты компьютерного восстановления функции распределения углового разброса пучков, получаемых от ускорителей в установках ГОЛ-ПЭТ и ЭЛМИ. Для У-3 дополнительно исследовано влияние конфигурации магнитной системы на угловой разброс электронов пучка и определены параметры, позволяющие получить пучок с минимальным угловым разбросом.

Глава 1 Разработка диагностики для измерения функции распределения скорости электронов по углам

1.1 Краткий обзор литературы по датчикам углового разброса

Как правило, генерация и транспортировка высокоэнергетических РЭП происходит в сильном магнитном поле, величина которого достигает десятка кГс. Релятивистская энергия электронов и магнитное поле значительно усложняют процесс измерения углового разброса. В литературе можно найти описание разных датчиков, базирующихся на различных методах измерения угловой расходимости скорости замагниченных электронов, в частности, углового разброса высокоэнергетических замагниченных РЭП. По принципу регистрации этого параметра электронных пучков методы принято разделять «бесконтактные» и «контактные».

Основным преимуществом бесконтактных методов измерения является возможность использования электронного пучка после проведенного измерения, которое не снижает уровень характеристик РЭП. К этим методам относится измерение функции распределения релятивистских электронов по

скоростям на основе регистрации рассеяния на электронном пучке пучка лазерного излучения [6,7,8]. К этим же методам можно отнести также использование регистрации диамагнитного эффекта пучка для оценки поперечной компоненты скорости электронов в пучке [9,10]. Основные недостатки датчиков, с помощью которых реализуются эти бесконтактные методы, состоят в малой величине регистрируемых сигналов и в большой сложности реализации процесса регистрации на практике.

Для контактных методов характерно вырезание некоторой небольшой части пучка и определение угловой расходимости электронов этой части пучка по результатам измерений их распределения по поглощающим коллекторам. В данном методе, использующего поглощающие коллекторы, принято выделять две группы датчиков: «колодцы» и микроканалы (pin-hole). В первой группе датчиков используются поглощающие коллекторы в виде относительно протяженных отверстий большого диаметра («колодцы»). В таких датчиках измеряется ток электронов пучка, прошедших через такой коллектор. По результатам измерений строится зависимость тока прошедших сквозь это цилиндрическое отверстие электронов от его длины. В работе [11] описана методика вычисления данной зависимости. Значение углового разброса определяется из сравнения экспериментальной и расчётной зависимостей [12,13]. Данный датчик не позволял учесть влияние на результаты измерений тех электронов, которые отражались от стенок цилиндрического отверстия при малых углах падения. Хотя при скользящем падении электронов на внутреннюю поверхность цилиндра, что соответствует пучкам с малым угловым разбросом, данное влияние существенно. Более того, для нахождения функции распределения скорости электронов по углам требуется использовать некую модельную функцию распределения, которая, в общем случае, неизвестна.

Для группы микроканальных датчиков характерна такая особенность, как использование входной коллимирующей диафрагмы с малым отверстием, радиус которого много меньше характерного ларморовского

радиуса электронов пучка в ведущем магнитном поле. Для измерения углового разброса у прошедших коллиматор электронов используются либо система коллекторов, либо люминофорный экран. В последнем случае пространственное распределение прошедших через коллиматор электронов находится из распределения интенсивности свечения экрана, вызванного поглощением в нем электронов [14,15]. К недостаткам таких датчиков, использующих для регистрации свечение экрана, относятся невысокое временное разрешение и существенная нелинейность в зависимости интенсивности излучения от плотности тока поглощенных электронов. Безусловно, датчики, использующие поглощающие электроны коллекторы, практически полностью лишены этих двух недостатков. Они позволяют проводить измерения тока поглощенных электронов с высоким временным разрешением и с хорошей точностью. С другой стороны, есть существенное затруднение в их использовании, а именно, необходимо учитывать влияние электронов, отраженных от поверхности поглощающего материала коллекторов.

В качестве примера использования контактного датчика типа pin-hole для измерения углового разброса пучка отметим работу [14]. В данном датчике ток электронов регистрировался набором коллекторов, которые располагались на малом расстоянии от входной диафрагмы с малым коллимирующим отверстием. Система коллекторов была установлена таким образом, что шаг ларморовской спирали оказался заметно больше расстояния между входной диафрагмой и первым коллектором. Следовательно, на данном масштабе, после прохождения коллиматора и до поглощения на коллекторах, движение электронов можно считать прямолинейным. Для данного датчика максимальный диаметр коллекторов достигал 6 мм, расстояние до первого коллектора составляло 5 мм. Из значений магнитного поля в датчике – 2.1 кГс и энергии электронов пучка – 0.8 МэВ можно вычислить ларморовский радиус электронов – 1.9 см. Видно, что для текущих размеров коллекторов и характеристик пучка датчик позволяет проводить

измерение углового разброса электронов масштаба 20 градусов. Чтобы адаптировать датчик для измерения характерных углов электронов менее 10 градусов с разрешением ~ 1 градуса необходимо либо в несколько раз (до 10) уменьшить размеры коллекторов, либо отодвинуть систему коллекторов от входной диафрагмы. Первый путь технически сложен в реализации, а на втором пути нарушается условие прямолинейного движения электронов в датчике. Для измерения малых углов электронов данным датчиком в [16] было предложено использовать быстрое встречное магнитное поле. Скомпенсировав магнитное поле в датчике, можно существенно увеличить область прямолинейного движения электронов. Соответственно, располагая коллектора на значительном расстоянии от входной диафрагмы, можно увеличить разрешающую способность датчика. В итоге для электронов с энергией 0.5 МэВ в магнитном поле 11 кГс были измерены питч-углы электронов масштаба 10 градусов. При переходе от внешнего сильного магнитного поля к слабому полю внутри датчика электроны пучка приобретают дополнительный угловой разброс, который необходимо учитывать, что является основным недостатком такой модификации.

Таким образом, многие из описанных в литературе контактных методов измерения углового разброса электронных пучков обладает одним из следующих недостатков. Большинство методик не позволяют получить функцию распределения скоростей электронов по углу, а измеряют исключительно значение среднеквадратичного углового разброса. При этом, для получения оценки среднеквадратичного углового разброса оказывается необходимым сделать предположение о виде функции распределения, которая, как правило, неизвестна. Также используемые методики обладают недостаточной разрешающей способностью в диапазоне малых углов и не учитывают эффекты, связанные с отражением электронов от стенок коллекторов.

Учитывая опыт, накопленный по использованию различных многоколлекторных датчиков и получивший отражение в отмеченных выше

публикациях, мы сосредоточились на разработке многокольцевого датчика, позволяющего использовать методику компьютерного восстановления функции углового распределения электронов по скоростям [17,18]. При этом, особо подчеркнем, датчик необходимо было сконструировать таким образом, чтобы обеспечить измерения функции распределения в диапазоне углов от 0 до 10° с разрешением масштаба 1° .

1.2 Датчик углового разброса

1.2.1 Схема конструкции разработанного датчика

Датчик предназначался для использования при измерениях углов менее 0.3 рад для электронных пучков с энергией в диапазоне от 0.5 до 1 МэВ в условиях ведущего для электронов магнитного поля масштаба 10 кГс. Схема конструкторского решения для данного датчика приведена на рис. 1.

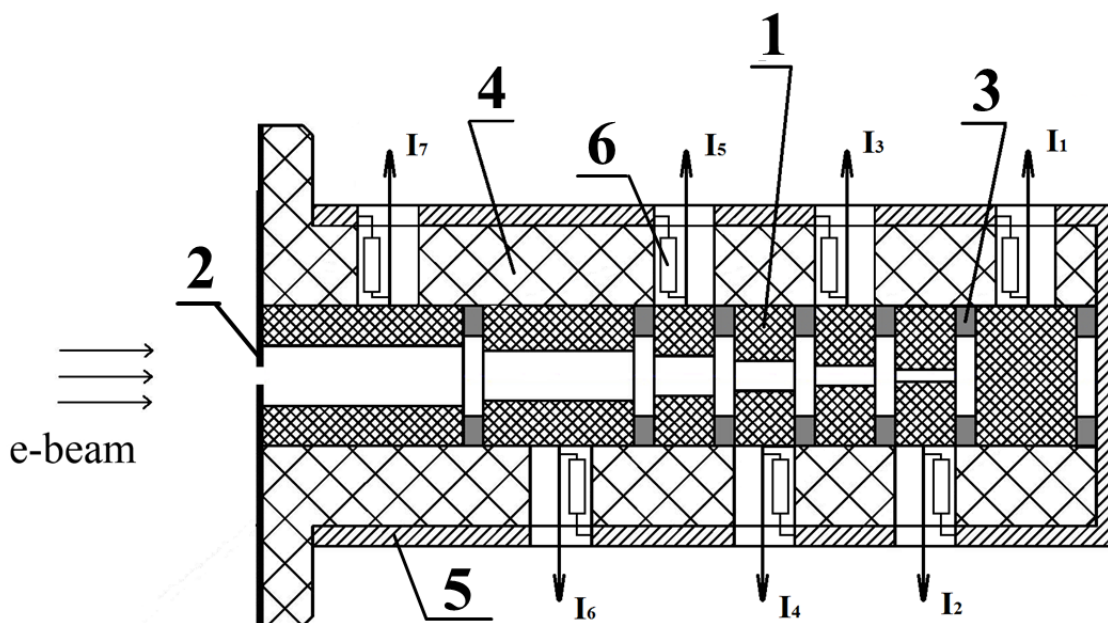


Рис. 1. Схема датчика.

1 – регистрирующие коллекторы (графит); 2 – входная диафрагма (тантал); 3 – диэлектрические кольца; 4 – диэлектрический контейнер. Датчик размещен в стальном цилиндрическом корпусе – 5. Для измерения токов используются шунты – 6.

Ключевая составляющая в конструкции датчика представляет собой систему графитовых коллекторов (1), внутренняя цилиндрическая поверхность которых предназначена для поглощения пучковых электронов, прошедших через коллимирующее отверстие в танталовой диафрагме (2). Чем дальше находится коллектор от входа пучка в датчик, тем меньше диаметр цилиндрического отверстия, в котором проходят электроны. При разработке геометрии поглощающих коллекторов, их геометрические размеры (диаметр и протяженность цилиндрического отверстия) подбирались, исходя из следующих соображений:

- 1) при нормальном падении электроны должны практически полностью поглощаться в его теле;
- 2) для отмеченных выше условий по параметрам пучка и магнитного поля должно обеспечиваться наилучшее разрешение в диапазоне углов от 0 до 10 град.

Размеры коллекторов подчиняются общей закономерности, так по мере продвижения от входа пучка через диафрагму в датчик, диаметры и длина отверстий в поглощающих коллекторах постепенно уменьшаются. Диаметры отверстий в коллекторах используемого датчика уменьшаются от 6 до 0,4 мм, при снижении длины от 20 до 6 мм. Для изоляции коллекторов друг от друга используются диэлектрические кольца (3), сделанные из капролона. Геометрические размеры всех капролоновых колец одинаковы: толщина – 2 мм, внешний и внутренний диаметры 10 и 8 мм, соответственно. Видно, что внутренний диаметр капролоновых колец значительно превышает диаметр отверстий в графитовых коллекторах, что предотвращает попадание электронов пучка на поверхность диэлектрика. Танталовая диафрагма (2), обеспечивающая коллимирование пучка электронов, входящих внутрь датчика, должна препятствовать проникновению всех электронов, кроме тех, что попали в апертуру отверстия в коллиматоре. Диафрагма и система коллекторов закреплялись в специальном диэлектрическом контейнере (4), который охватывается стальным цилиндрическим корпусом (5). Данный

контейнер с охватывающим корпусом позволяют производить монтаж датчика в необходимом месте установки и осуществлять тонкую подстройку направления оси симметрии датчика по отношению к направлению силовых линий магнитного поля, ведущего для электронов пучка.

Для измерения тока поглотившихся в коллекторах электронов используются шунты с сопротивлением 1.5 Ома (6), выделяющиеся на этих шунтах падения напряжения передаются по согласованным кабелям с сопротивлением 75 Ом и записываются с помощью АЦП. Для плотностей тока пучка ускорителя У-2 порядка $200\text{А}/\text{см}^2$ в условиях индукции магнитного поля 6 кГс, амплитуда регистрируемых сигналов с измерительных коллекторов достигает нескольких вольт, когда диаметр отверстия входного коллиматора имеет величину 0.4 мм.

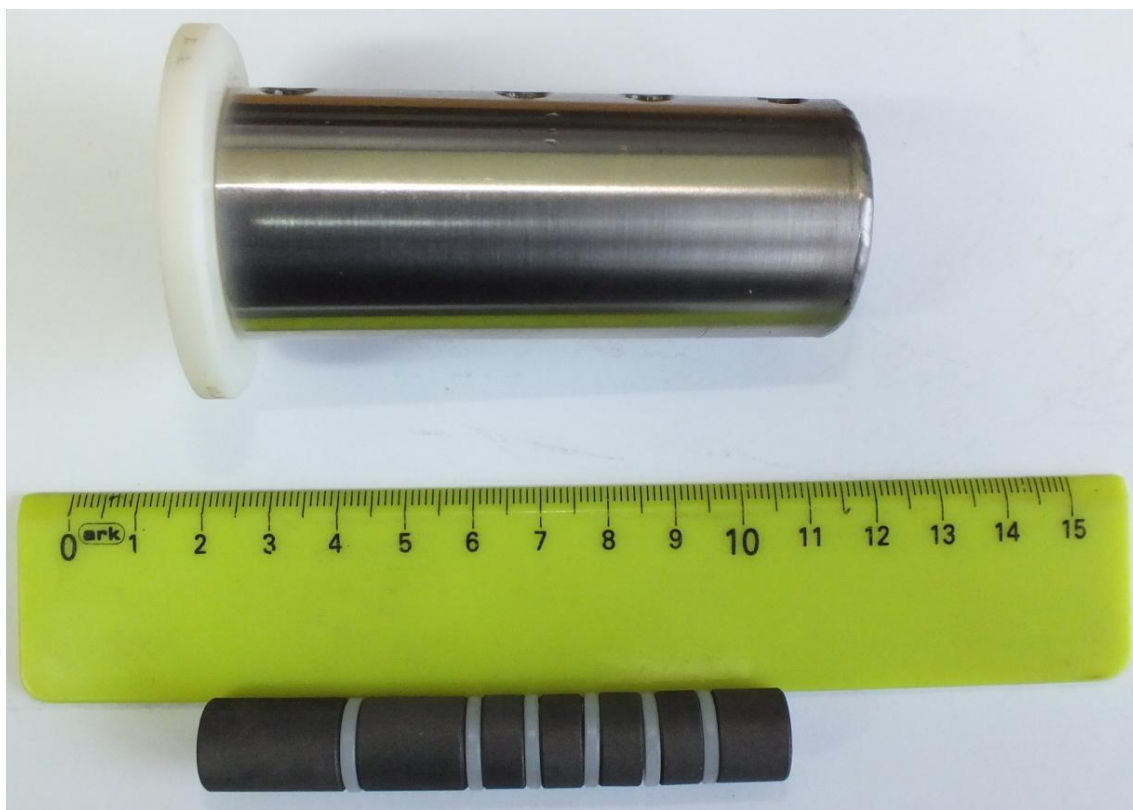


Рис. 2 Фотография датчика. Сверху — диэлектрический контейнер с надетым металлическим корпусом. Снизу — набор коллекторов датчика с разделительными диэлектрическими шайбами.

1.2.2 Выбор параметров диафрагмы

При выборе входной диафрагмы необходимо обеспечить надежное экранирование системы коллекторов датчика от падающего потока высокоэнергичных электронов. Требование прохождения электронов только через коллимирующее отверстие накладывает ограничение на минимальную толщину входной диафрагмы. Для определения толщины тантала, обеспечивающей достаточное экранирование падающего электронного потока, были проведены численные расчеты. В программном пакете «Geant4» моделировалось прохождение электронов с энергией 1 МэВ через танталовую фольгу заданной толщины, при падении частиц по нормали к поверхности. Далее строилась зависимость отношения числа прошедших через тантал частиц к числу падающих на него электронов от толщины фольги. На рис. 3 приведен график полученной в ходе расчетов зависимости. Из графика видно, что при толщине тантала порядка 150 мкм почти весь электронный поток экранируется. Для датчика было решено использовать

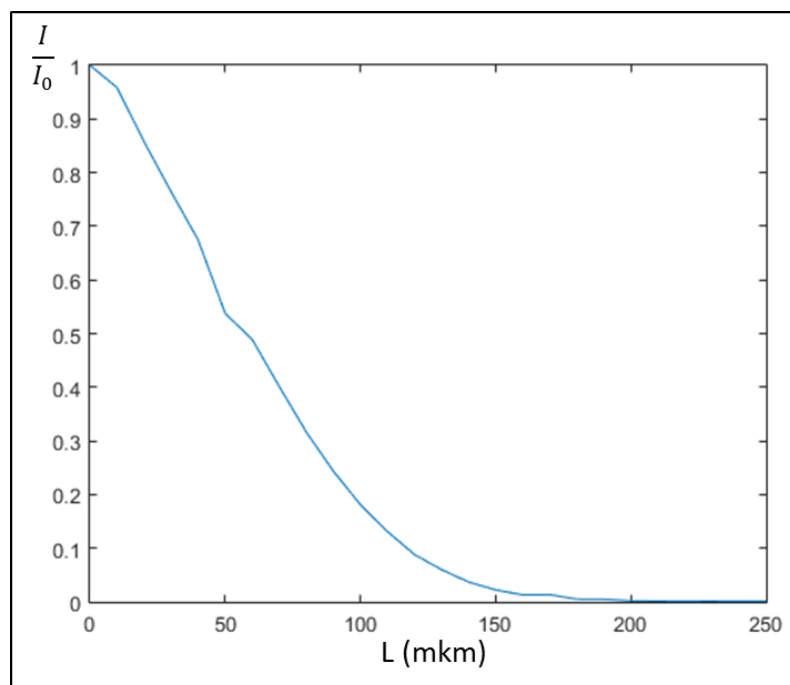


Рис.3. Зависимость отношения числа прошедших через тантал частиц к числу падающих на него электронов от толщины фольги.

танталовую диафрагму толщиной 500 мкм. Превышение минимально допустимой толщины позволило коллиматору выдерживать серию выстрелов, не разрушаясь.

1.2.3 Вычисление функции чувствительности коллекторов

Основной характеристикой многоколлекторного датчика является, так называемая функция чувствительности каждого из коллекторов, которая описывает вероятность электрона с заданным значением угла поглотиться на рассматриваемом i -ом коллекторе. С другой стороны, на практике в качестве функции чувствительности датчика часто используют распределение тока прошедших через коллиматор электронов по коллекторам датчика в результате поглощения этих частиц в цилиндрических отверстиях. При построении этой функции необходимо учитывать влияние отраженных от поверхности электронов, количество которых увеличивается при скользящем падении на поверхность графита. Требуется также тщательно учитывать отклонение оси симметрии датчика от направления силовых линий ведущего магнитного поля. Учет отмеченных факторов при вычислении функций чувствительности должен позволить достичь приемлемого восстановления функции распределения электронов по углам при компьютерном моделировании. Нами было рассмотрено три подхода для построения функций чувствительности коллекторов. В первом подходе для расчета тока поглощенных в коллекторах электронов использовалась квазианалитическая модель. Основные предположения данной модели можно сформулировать следующим образом:

1. Взаимодействие между электронами, движущимися в датчике углового разброса, отсутствует;
2. Любой электрон, попавший на поверхность коллектора, как лицевую, так и боковую, поглощается без отражения;
3. Магнитное поле однородно, и силовые линии параллельны оси датчика;

4. Собственные электрические и магнитные поля электронного пучка достаточно малы, так что их влиянием на движение электронов внутри датчика можно пренебречь.

Постановка задачи выглядит следующим образом. Пусть в однородном магнитном поле $\mathbf{H}=(0,0,H)$ располагается набор пластин с концентрическими отверстиями. Каждая пластина характеризуется толщиной d_j и радиусом отверстия a_j . На данную систему, вдоль магнитного поля, падает однородный моноэнергетический электронный поток, (см рис. 4). Все электроны в котором имеют одинаковое соотношение между поперечной ρ_{\perp} и продольной ρ_{\parallel} компонентами импульса.

Для описания данной задачи удобно использовать координаты $\{r, \varphi, Z\}$. Где, Z координата вдоль оси, r – расстояние от оси Z до центра ларморовской окружности электрона, φ – фаза вращения электрона по этой окружности, отсчитываемая от r . Тогда исходная функция распределения является константой относительно r и φ , $F_0(\varphi, r) = F_0$.

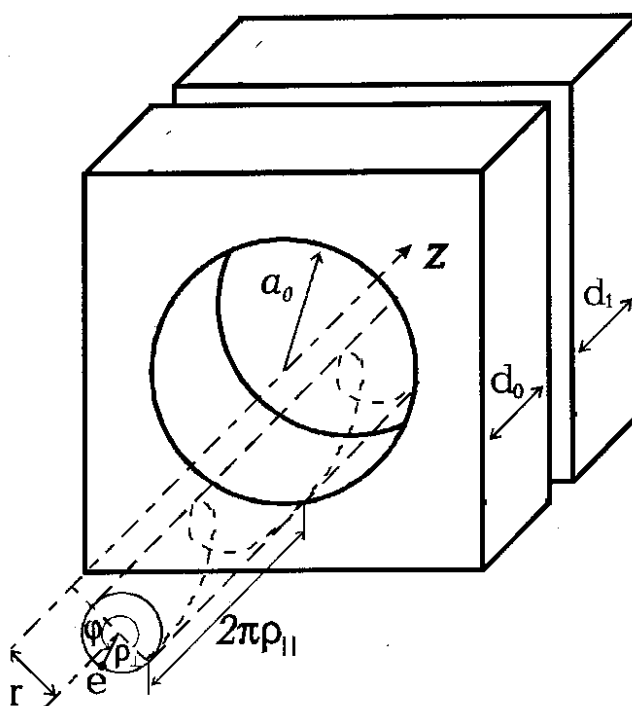


Рис. 4 Траектории движения электронов и геометрия кольцевых коллекторов.

Величина тока на входе в датчик через F_0 определяется согласно формуле:

$$I = nev_{\parallel} \left[\int_0^{a_0 - \rho} 2\pi r dr \int_0^{2\pi} F_0 d\varphi + \int_{a_0 - \rho}^{a_0 + \rho} 2\pi r dr \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} F_0 d\varphi \right] = nev_{\parallel} \pi a_0^2 2\pi F_0, \quad (1.1)$$

где

$$\varphi_{\min} = \arccos \frac{a_0^2 - r^2 - \rho_{\perp}^2}{2\rho_{\perp} r}, \quad \varphi_{\max} = 2\pi - \arccos \frac{a_0^2 - r^2 - \rho_{\perp}^2}{2\rho_{\perp} r}.$$

С другой стороны внутрь первого отверстия попадают только те электроны, которые находятся в круге радиуса a_i в плоскости $Z=0$:

$$I = nev_{\parallel} \pi a_0^2 \quad (1.2)$$

Сравнивая (1.1) и (1.2), можем вычислить $F_0 = 1/2\pi$.

По мере движения через отверстие функция распределения меняется. Изменения связаны как с прокручиванием электронов (увеличение фазы вращения), так и потерями доли электронов на боковой стенке. Тем не менее функцию распределения на выходе из i -го отверстия (на входе в $i+1$) можно вычислить, используя закон преобразования:

$$F_{i+1}(\varphi + 2\beta_i, r) = F_i(\varphi, r) T_i(\varphi, r), \quad (1.3)$$

где $2\beta_i = d_i/\rho_{\parallel}$ — сдвиг по фазе после прохождения отверстия, $T_i(\varphi, r)$ — функция пропускания. Данная функция описывает потери электронов, связанные с их попаданием на стенку. Функция пропускания для первого отверстия с заданными значениями радиуса a и длины d находится из рассмотрения движения электрона по спирали, которое рассмотрено в работе [19]. Она даётся следующей таблицей 1.

Области изменения переменных (φ, r) , где функция пропускания равна единице для случаев $\rho_{\perp} < a$ и $a < \rho_{\perp} < a/\sin\beta$, изображены черным цветом на рис. 5, соответственно.

$\rho_{\perp} < a$			$a < \rho_{\perp} < a / \sin\beta$			$\rho_{\perp} > a / \sin\beta$	
$r < a - \rho_{\perp}$	$a - \rho_{\perp} < r < r_0$		$r > r_0$	$r_1 < r < r_2$		$r < r_2$ $r < r_1$	$\forall r$
$0 \div 2\pi$	$\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$	$\varphi > \varphi_2$ $\varphi < \varphi_1$	$0 \div 2\pi$	$\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$	$\varphi > \varphi_2$ $\varphi > \varphi_1$	$0 \div 2\pi$	$0 \div 2\pi$
1	1	0	0	1	0	0	0

Таблица 1

, где $r_0 = \rho_{\perp} \cdot \cos\beta + \sqrt{a^2 - \rho_{\perp}^2 \sin^2 \beta}$, $r_{1,2} = \rho_{\perp} \cdot \cos\beta \pm \sqrt{a^2 - \rho_{\perp}^2 \sin^2 \beta}$,

$$\varphi_1 = \arccos\left(\frac{a^2 - \rho_{\perp}^2 - r^2}{2\rho_{\perp}r}\right), \quad \varphi_2 = 2\pi - \arccos\left(\frac{a^2 - \rho_{\perp}^2 - r^2}{2\rho_{\perp}r}\right) - 2\beta,$$

$$\beta = \arcsin\left(\frac{d}{2\rho_{\parallel}}\right)$$

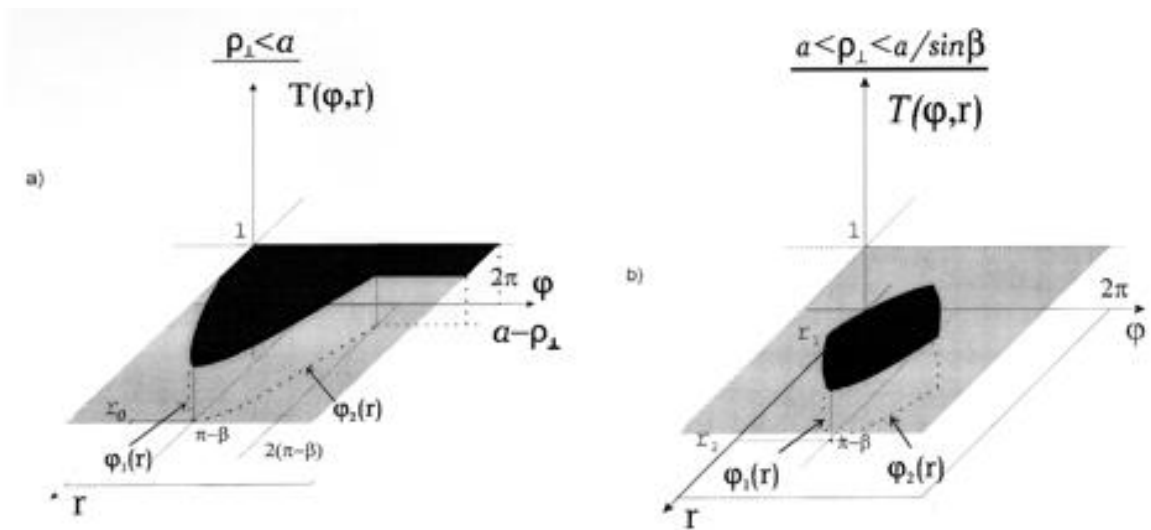


Рис. 5 Области переменных (φ, r) (черные), в которых пропускание электронов равно 100%, вне этих областей пропускание равно 0.

Необходимо отметить, что последовательное применение одной и той же формулы для коэффициента пропускания приведет к неправильному результату. Ошибка вызвана нарушением предположения об однородности

распределения, в результате выпадения электронов на стенку. Расчёт по формулам, представленным в таблице 1, не представляет труда, поскольку значение функции распределения $F_0(\varphi, r)$ при пересчёте от коллектора к коллектору не меняется, а изменяются только границы области, на которой она отлична от нуля.

Далее, применяя формулу (1.3) для преобразования функции распределения и используя соответствующие функции пропускания T_0, T_1, \dots, T_{N-1} последовательно для всех коллекторов, можно получить функции распределения F_1, F_2, \dots, F_N на выходе каждого коллектора. Проинтегрировав по углу разницу входной и выходной функций распределения, можно найти ток поглощённых электронов в i -ом коллекторе:

$$I_i = nev_{\parallel} \int_0^{a_0 + \rho_{a\perp}} 2\pi r dr \int_0^{2\pi} d\varphi (F_i(\varphi, r) - F_{i+1}(\varphi, r)) \quad (1.4)$$

Величина $S_i(\theta) = \frac{I_i}{I}$ называется функцией чувствительности и описывает вероятность поглощения электронов с фиксированным соотношением между ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} в i -ом коллекторе. При заданной геометрии детектора и определённом значении энергии электронов эта величина зависит только от питч-угла электронов θ .

К сожалению, в квазианалитической модели не представлялось возможным учесть отклонение оси датчика от направления ведущего внешнего магнитного поля, а также описать отражение частиц от поверхностей коллекторов. Поэтому вторым подходом к построению функций чувствительности коллекторов стало использование численного моделирования движения частиц в датчике по программе, написанной нами на MatLab. Расчет проводился на основе численной схемы типа предиктор-корректор, подробное описание которой можно найти в [20]. Для удобства описания, в качестве переменных моделирования для описания движения частиц использовались декартовы координаты, определяющие положение каждой частицы, и компоненты её вектора скорости.

Учет отраженных электронов производился на основе данных, получаемых в специализированной компьютерной программе. В данной работе для получения массива данных использовалась программа «EMSH2», созданная В.А. Таюрским [21]. Данная программа позволяет вывести параметры всей совокупности электронов, вышедших в свободное пространство из блока вещества. В программе «EMSH2» учитываются основные процессы, связанные с движением высоко-энергетичных заряженных частиц в веществе, такие как потери энергии электронов на возбуждение и ионизацию атомов вещества, тормозное излучение, электрон-электронные столкновения и многократное рассеяние. В нашем случае основное влияние на движение электронов оказывал процесс многократного рассеяния. Для учёта отраженных электронов в моделировании необходимо использовать функцию, описывающую вероятность отражения электрона, попавшего на боковую стенку коллиматора или одного из коллекторов. Вообще говоря, вероятность отражения электрона должна описываться сложной многомерной функцией вида:

$$R(E_{\text{пад}}; \vec{e}_{\text{пад}}; E_{\text{отр}}; \vec{e}_{\text{отр}}),$$

где $\vec{e}_{\text{пад}} = \frac{\vec{V}_{\text{пад}}}{|V_{\text{пад}}|}$ — направление падения электрона на поверхность,

$\vec{e}_{\text{отр}} = \frac{\vec{V}_{\text{отр}}}{|V_{\text{отр}}|}$ — направление вылета отражённого электрона.

Значение функции зависит как от параметров (энергия и угол) падающей частицы, так и от параметров отражённой. Фиксируя энергию падающей частицы и угол падения, можно несколько упростить вид данной функции. Таким образом, вероятность отразится для электрона можно представить в виде:

$$R(E_{\text{пад}}; \vec{e}_{\text{пад}}; E_{\text{отр}}; \vec{e}_{\text{отр}}) = R1(E_{\text{пад}}; \vec{e}_{\text{пад}}) * R2(E_{\text{пад}}; \vec{e}_{\text{пад}}; E_{\text{отр}}; \vec{e}_{\text{отр}}),$$

где R1 зависит только от параметров падающей частицы и характеризует вероятность появления отраженного электрона. R2 – описывает вероятность отраженной частицы иметь энергию $E_{\text{отр}}$ и направление вылета с

поверхности $\vec{e}_{\text{отр}}$. Для вычисления функций R1 и R2 использовались массивы данных, насчитанные в программе «EMSH2». Вначале для характеристик вылетевших частиц строились гистограммы. Затем гистограммы сглаживались и путем интерполяции строились указанные вероятности. В ходе рассмотрения второго пути расчета функций чувствительности коллекторов выявились два недостатка. Во-первых, это трудоёмкость вычисления функций вероятности для отраженных частиц. Во-вторых, нет возможности учесть частицы, которые проходят в объем датчика рассеявшись в кромке отверстий во входной диафрагме и коллекторов датчика.

В третьем подходе к расчетам функций чувствительности коллекторов использовалось численное моделирование прохождения электронов через систему коллекторов в специализированном программном пакете «Geant4». Данный пакет был разработан для моделирования методом Монте-Карло взаимодействия различных частиц с веществом. В настоящее время «Geant4» продолжает активно применяться для расчёта различных датчиков для исследований по физике в ЦЕРНе. Для электронов предусмотрены такие процессы как тормозное излучение, ионизация, неупругое рассеяние на ядрах вещества, многократное рассеяние и ряд других, несущественных в нашем случае. В рамках использования программы «Geant4» был подготовлен соответствующий проект расчетов и проведено моделирование движения электронов в нашем датчике для необходимой области параметров. На рис. 6 представлены функции чувствительности, вычисленные тремя описанными выше подходами к решению поставленной задачи. Геометрические размеры коллекторов датчика, при которых выполнялись вычисления, приведены в таблице 2.

Номер коллектора	1	2	3	4	5	6	7
Диаметр отверстия (мм)	0	0.4	1.2	2	3	4	6
Длина (мм)	10	6	6	6	6	15	19

Таблица 2

Представленные на этом рисунке результаты моделирования позволяют сопоставить приемлемость использования того, или иного подхода к нахождению функции чувствительности коллекторов датчика. Сопоставление первого способа нахождения функции чувствительности с третьим подходом (рис. 6а) показывает сильное отклонение результатов первого от третьего, что означает невозможность применения простого квазианалитического описания для использования в данных условиях. Функции чувствительности, вычисленные в рамках второго и третьего подходов (рис. 6б), довольно хорошо совпадают друг с другом.

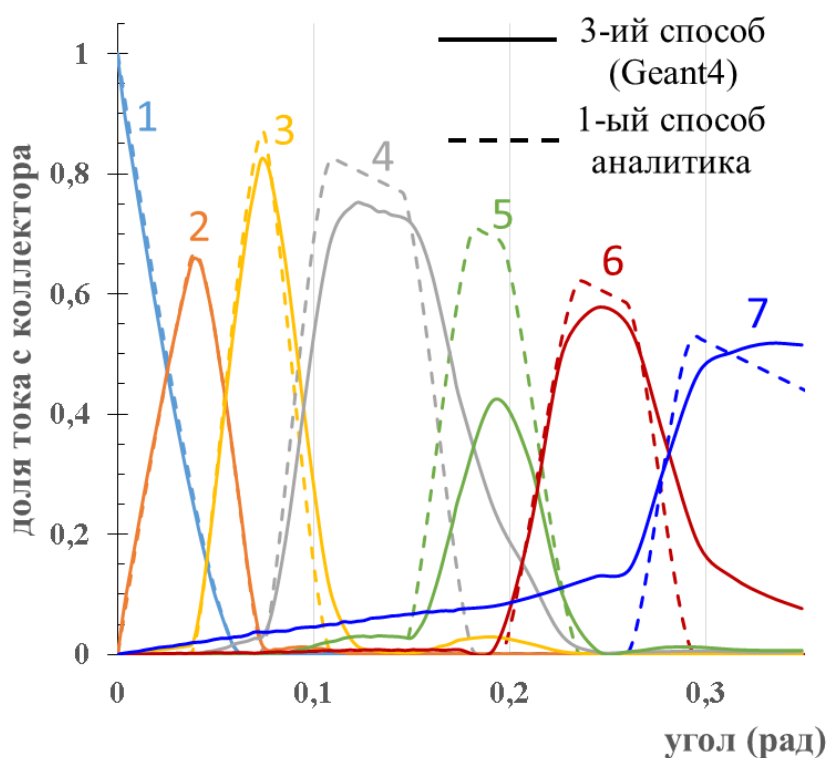


Рис. 6а

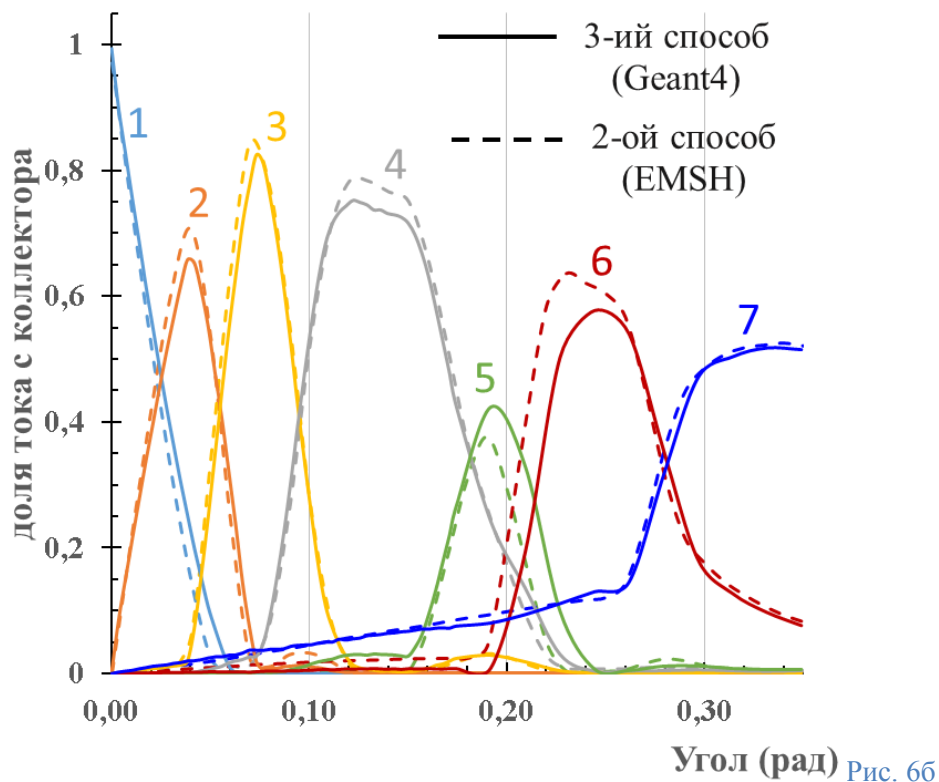


Рис. 6. Сопоставление результатов расчета функции чувствительности коллекторов датчика, полученных тремя рассмотренными способами.

Однако с учетом того, что на третьем пути решения задачи нами дополнительно учтены электроны, рассеиваемые на кромках отверстия в коллиматоре и в коллекторах, было принято решение об использовании в дальнейших расчетах именно третьего способа решения задачи, который базируется на программном пакете «Geant4».

1.2.4 Разработка методики восстановления функции распределения по результатам измерений

Система регистрации позволяет производить измерение напряжения на диоде и сигналов токов с коллекторов датчика в течение всего времени генерации пучка с разрешением 2 нс. Для последующего восстановления, специальной программе передавались напряжение на диоде, усредненные значения токов и ошибки усреднения, относящиеся к определённым

моментам времени. Для усреднения использовался метод бегущего среднего [22], усреднение происходило по 50 точкам, что соответствует шагу по времени равному 100 нс.

Рассмотрим методику восстановления углового распределения электронов на основе токов с коллекторов. Выражения для тока, регистрируемого i -ым коллектором, выглядит следующим образом:

$$I_i = \int f(\theta) * S_i(\theta) * \sin(\theta) * d\theta, \quad (1.5)$$

где I_i – собственно, значение тока, снимаемого с i -ого коллектора, $S_i(\theta)$ – функция чувствительности соответствующего коллектора, а $f(\theta)$ – искомая функция углового распределения электронов. Чтобы найти $f(\theta)$ по известным токам I_i необходимо решить обратную задачу. Первым шагом разложим $f(\theta)$ по некоторым удобным базисным функциям. Количество таких функций должно равняться числу коллекторов. Получим приближённое равенство:

$$f(\theta) = \sum_{k=1}^n a_k * V_k(\theta), \quad (1.6)$$

где $V_k(\theta)$ – набор базисных функций, a_k – коэффициенты разложения, а n – количество коллекторов. Точность восстановления, очевидно, зависит от точности разложения. Которая зависит от количества коллекторов и вида выбранных базисных функций. Предыдущие исследования показали, что функции чувствительности можно использовать как базисные функции [18]. Тем не менее, точность разложения можно повысить путем решения задачи по оптимизации базисных функций. Заменяя функцию распределения по углам её разложением по базисным функциям (1.6), можем подставить ее в таком виде в выражения для токов электронов, поглотившихся в коллекторах. В итоге получаем систему линейных уравнений следующего вида:

$$I_i(\theta) = \sum_{k=1}^n L_{ik} * a_k, \quad (1.7)$$

где L_{ik} некоторый матричный оператор, определяемый выражением

$$L_{ik} = \int V_k(\theta) * S_i(\theta) * \sin(\theta) * d\theta.$$

Если матричный оператор L_{ik} известен, то для вычисления функции распределения требуется найти коэффициенты разложения.

$$a_k = \sum_{i=1}^n L_{ik}^{-1} * I_i, \quad (1.8)$$

Для получения a_k необходимо вычислить обратный оператор. Но при простом обращении матрицы часть ее членов могут оказаться близкими к нулю или отрицательными. Отрицательные коэффициенты приведут к областям с отрицательным значением функции распределения, которая по определению не может иметь областей с отрицательными значениями. Данные трудности связаны с наличием пересечений функций чувствительности коллекторов $S_i(\theta)$. Вообще говоря, наличие пересечений между функциями чувствительности переводит задачу о нахождении функции распределения электронов по углам в разряд некорректных. Напомним, что задача считается некорректной, когда нарушается одно из трех условий:

- решение существует;
- решение единственно;
- решение устойчиво.

В настоящее время математический аппарат предоставляет несколько инструментов, которые позволяют найти приближённое решение. В нашем случае использовалась схема Танабы-Хуанга [23]. Данный алгоритм позволяет находить решения обратной задачи для систем вида:

$$I_i(\theta) = \sum_{k=1}^n L_{ik} * a_k,$$

причем количество уравнений может не совпадать с количеством неизвестных. Идея метода заключается в следующем. Пусть искомый набор переменных соответствует координатам некоторого вектора в многомерном пространстве. А уравнения описывают гиперплоскости в том же пространстве. Тогда последовательно проецируя начальный вектор на

гиперплоскости можно найти решение системы уравнений. Рассмотрим процесс решения нашей задачи подробнее.

Ведем обозначения $\bar{K}_l = (L_{i1}, L_{i2}, \dots, L_{in})$ и $\bar{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$. Тогда систему уравнений, связывающих значения токов с коэффициентами разложения, можно переписать в виде:

$$I_i(\theta) = \sum_{k=1}^n \bar{K}_l * \bar{a} \quad (1.9)$$

Пусть имеется некоторый набор коэффициентов разложения, образующий вектор $\vec{a}^{(0)}$, который является нулевым приближением для решения системы. Далее, строим его проекцию на первую гиперплоскость, согласно формуле:

$$\vec{a}^{(i)} = \vec{a}^{(i-1)} - \frac{\bar{K}_l}{(K_i, K_i)} * ((\vec{a}^{(i-1)} * \bar{K}_l) - I_i). \quad (1.10)$$

Получим вектор $\vec{a}^{(1)}$. Если среди координат этого вектора есть отрицательные, то приравниваем их нулю. Далее, проецируем $\vec{a}^{(1)}$ на следующую гиперплоскость. В конечном итоге получим вектор $\vec{a}^{(m)}$, где m – равняется количеству уравнений, в нашем случае $m=n$. Данный вектор $\vec{a}^{(m)}$ является приближенным решением первого порядка. Для увеличения точности повторяем предыдущий цикл, но на первом шаге вместо вектора $\vec{a}^{(0)}$ используем вектор $\vec{a}^{(m)}$. Таким образом, после k итераций получим последовательность решений $\vec{a}^{(0)}, \vec{a}^{(m)}, \vec{a}^{(2m)}, \dots, \vec{a}^{(km)}$ исходной системы уравнений.

Алгоритм-схема Танабы-Хуанга обладает следующими достоинствами.

- Векторы $\vec{a}^{(0)}, \vec{a}^{(m)}, \vec{a}^{(2m)}$ для любого набора операторов образуют сходящуюся последовательность. Если исходная система уравнений разрешима, то предел последовательности является решением.
- Когда система имеет несколько решений, данный метод возвращает решение, которое находится ближе всего к нулевому приближению.

- Можно накладывать дополнительные условия на искомое решение (требование монотонности, неотрицательности, ограниченность).

Проверка достоверности восстанавливаемого распределения производилась следующим образом. Восстановленная функция распределения сворачивалась с функциями чувствительности коллекторов. Таким образом вычислялись значения токов и сравнивались с измеренными в эксперименте. По ошибкам измерения токов (среднеквадратичное отклонение) строилась полоса событий.

Глава 2 Анализ влияния различных факторов на угловые характеристики пучка, генерируемого в ленточном магнитно-изолированном диоде

2.1 Влияние геометрии диода и параметров ведущего магнитного поля

Рассмотрим причины возникновения углового разброса электронов ленточного электронного пучка, генерируемого в магнитно-изолированном диоде. Итоговый разброс скорости электронов пучка по углам складывается из нескольких независимых составляющих. При этом вклады от различных факторов следует суммировать с учетом фазы вращения электронов по ларморовским спиралям. Определенная разность фаз между компонентами может приводить как к увеличению, так и к уменьшению итогового углового разброса электронов. В данном рассмотрении мы выделяем три суммируемых вкладов в угловой разброс: угловой разброс, приобретаемый в окрестности катода; угловая расходимость, добавляемая при прохождении ленточным пучком анодной щели; дополнительный угловой разброс электронов, возникающий из-за нарушения адиабатичности движения электронов в ведущем магнитном поле (см. рис. 7).

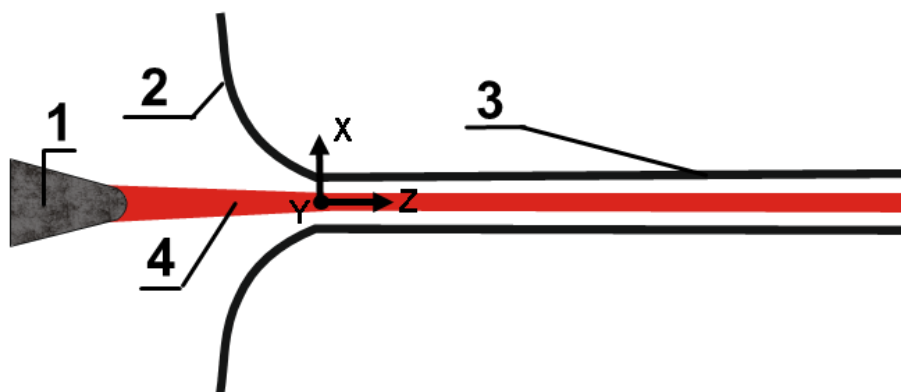


Рис. 7 Схема ленточного диода с щелевым каналом.

1 – катод, 2 – анодная щель, 3 – щелевой канал, 4 – электронный пучок.

2.1.1 Угловой разброс, приобретаемый в прикатодной области диода

При наличии значительного магнитного поля в канале, где распространяется электронный пучок, частицы пучка замагничены и движутся по ларморовским спиральям. В отсутствие зарядовой нейтрализации собственное электрическое поле пучка влияет на характер движения электронов. Наличие одновременно магнитного и собственного электрического полей приводит к возникновению дрейфа в скрещенных полях. Скорость дрейфового движения электрона задается формулой:

$$\vec{v}_E = c * \frac{[\vec{E}_b \times \vec{B}]}{B^2}. \quad (2.1)$$

С другой стороны, собственное магнитное поле пучка приводит к прокручиванию силовых линий магнитного поля. Скорость смещения электронов, обусловленное собственным магнитным полем пучка, имеет следующий вид:

$$\vec{v}_H = \vec{H}_b * \frac{[\vec{V} \times \vec{B}]}{B^2}. \quad (2.2)$$

Из представленных выражений видно, что дрейф в скрещенных полях и смещение, вызванное прокручиванием силовых линий магнитного поля, направлены в противоположные стороны. Итоговая скорость, с которой движется электрон в направлении, перпендикулярном к силовым линиям магнитного поля, совпадает по направлению со скоростью дрейфа \vec{v}_E , но оказывается в γ^2 раз слабее, где γ – релятивистский фактор электрона:

$$\vec{v}_{др} = c * \frac{[\vec{E}_b \times \vec{B}]}{B^2 \gamma^2}. \quad (2.3)$$

Теперь обратимся к области пространства, где имеется диод с катодом, из которого эмитируются электроны. У поверхности катода компоненты скорости электронов имеют следующие величины: V_x – мала, а V_y – имеет постоянную составляющую, равную дрейфовой скорости ($\vec{v}_{др}$). Наличие неколлинеарности между внешними электрическим и магнитным полями на

катоде приводит к возникновению углового разброса электронов пучка непосредственно в прикатодной области. Согласно работе [24], угловой разброс, набираемый вблизи катода, определяется следующей формулой:

$$\theta_T = \frac{4\pi mc j_c}{(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{2}} e H_0^2} \sin(\varepsilon), \quad (2.4)$$

где θ_T – среднее значение питч-угла (углового разброса) электронов пучка, j_c – плотность тока на катоде, H_0 – значение ведущего магнитного поля и ε – угол между электрическим и магнитным полем на поверхности катода. В условиях однородных электрического и магнитного полей, начальный угловой разброс электронов, полученный при эмиссии с катода, в ходе их движения к аноду постепенно уменьшается. Это вызвано тем, что компонента скорости электрона вдоль магнитного поля из-за ускорения электрическим полем увеличивается, а поперечная компонента скорости не увеличивается до тех пор, пока сохраняется адиабатический инвариант P_{\perp}/B^2 . С ростом энергии электронов (γ) также уменьшается и величина дрейфовой скорости $v_{др}$, которая играет роль постоянной составляющей в скорости V_y . Таким образом, начальный угловой разброс должен уменьшаться по мере движения электронов от катода к аноду.

2.1.2 Дополнительная угловая расходимость электронов, возникающая при прохождении анодной щели в условиях однородного магнитного поля

Поперечная по отношению к ведущему магнитному полю компонента электрического поля испытывает резкие изменения вблизи поверхностей катода и анода. В окрестности катода ларморовский радиус электронов еще мал, и поэтому пространственный масштаб изменения электрического поля оказывается велик по сравнению с ним. По этой причине макроскопические градиенты электрического поля вблизи катода не дают значительного вклада в угловой разброс пучка. В противоположность этому, в окрестности анода

ларморовский радиус электронов, вычисленный по полной энергии этих частиц, достигает такой большой величины, что она сопоставима с пространственным масштабом изменения электрического поля. Большой ларморовский радиус электронов вблизи анодной щели приводит к тому, что в этой области диода нарушается условие сохранения адиабатического инварианта, что приводит к дополнительному вкладу в угловой разброс. Для вычисления величины углового разброса, приобретаемого электронами пучка при прохождении анодной щели, можно использовать следующую модель, которая была построена в работе [25].

Запишем уравнение движения для поперечных компонент скорости электрона:

$$\begin{cases} \gamma m \dot{V}_x = eE_{\perp} + \frac{e}{c} * (V_y H_0 - V_z H_b); \\ \gamma m \dot{V}_y = -\frac{e}{c} * V_x H_0. \end{cases} \quad (2.5)$$

Далее используем приближения:

- собственное магнитное поле пучка много меньше ведущего магнитного поля ($H_b \ll H_0$);
- процесс ускорения практически завершён ($\gamma - const$; $V_z - const, V_0 \sim c$);
- разброс по продольным скоростям мал ($V_x, V_y \ll V_z \sim V_0$).

Тогда система (2.5) упрощается, и мы получаем уравнение гармонического осциллятора:

$$\ddot{V}_y + \omega_H^2 \left[V_y + \left\{ \frac{cE_{0\perp}}{H_0} - V_0 \frac{H_b}{H_0} \right\} \right] = -\omega_H^2 \frac{c}{H_0} E_{v\perp}(X(t), Z(t)) \quad (2.6)$$

В предположении малости величины углового разброса, величину $X(t)$ можно считать постоянной по времени. Слагаемое $\left\{ \frac{cE_{0\perp}}{H_0} - V_0 \frac{H_b}{H_0} \right\}$ описывает результирующую скорость дрейфа (2.3), которая также не зависит от времени. Непосредственно от времени t зависит только координата Z . Перейдем от производной по времени к производной по координате $\frac{dZ}{dt} \approx V_0 \Rightarrow dZ = \frac{dt}{V_0}$. Частное решение уравнения (2.6) можно представить в виде:

$$V_y = \left\{ \frac{cE_{0\perp}}{H_0} - V_0 \frac{H_b}{H_0} \right\} - \frac{c}{H_0 \rho_L} \int_{-\infty}^z \sin\left(\frac{z-z'}{\rho_L}\right) E_{\perp}(x, z') dz'. \quad (2.7)$$

Таким образом, для вычисления компонент скорости требуется найти $E_{v\perp}(X, Z(t))$.

Зная переменную V_y , найдем V_x из 2-го уравнения системы (2.5). Тогда получим величину углового разброса, исходя из определения этого параметра:

$$\theta_T = \frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2}}{V_0}. \quad (2.8)$$

Допустим электроны пучка обладают некоторым начальным угловым разбросом θ_H , ещё до приближения к анодной щели. Тогда полный угловой разброс электронов в канале после прохождения анодной щели будет определяться суперпозицией частного и общего решений уравнения (2.6). Формула для итогового углового разброса электронов принимает следующий вид:

$$\theta_K = \sqrt{\theta_H^2 + \theta_T^2 - 2\theta_H\theta_T \cos \Delta\varphi}. \quad (2.9)$$

Разность фаз отсчитывается от точки попадания электронов в область с изменяющимся электрическим полем вблизи анода. Из этой формулы видно, что итоговый угловой разброс может как увеличиться до значений $\theta_T + \theta_H$, так и уменьшиться до значений $\theta_T - \theta_H$ в зависимости от разницы фаз. Если начальный угловой разброс много меньше добавки от прохождения анодной щели, то для расчетов можно использовать приближенную формулу:

$$\theta_K = \theta_T - \theta_H \cos(\Delta\varphi).$$

2.1.3 Дополнительная угловая расходимость электронов, возникающая при прохождении анодной щели в условиях неоднородного магнитного поля

Для рассмотрения полной картины, с учетом неоднородности магнитного поля в диоде, перейдем из декартовой системы координат $\{X, Y, Z\}$ в систему координат $\{h, e_1, e_2\}$. Здесь X – направлен по толщине пучка, Y – по высоте, Z – вдоль оси канала (диода), h — единичный вектор вдоль магнитного поля, e_1 – единичный вектор вдоль оси Y и e_2 – единичный вектор ортогональный к двум предыдущим векторам (h и e_2). Если характерный масштаб изменения магнитного поля L много больше характерного значения ларморовского радиуса электронов ρ_L , то система уравнений, описывающая изменение компонент импульса электрона, может быть линеаризована по малому параметру ρ_L/L . Линеаризованная система уравнений имеет вид:

$$\begin{cases} \dot{p}_{||} = eE_{||}; \\ p_1 - w_H(t)(p_2 - p_{dr}) - p_1 \dot{w}_H(t)/w_H(t) = 0; \\ (p_2 - p_{dr}) + w_H(t)p_1 = -p_{dr}. \end{cases} \quad (2.10)$$

Где $w_H = \frac{eH(X(t), Z(t))}{\gamma mc}$, $p_{dr} = \frac{V_{||} p_{||} (\vec{e}_1^0 \cdot (\vec{h}^0 \cdot \nabla) \vec{h}^0)}{w_H} - \gamma m \left(\frac{cE_{\perp}}{H} - \frac{V_{||} H_b}{H} \right)$ —

компонента поперечного импульса, складывающаяся из центробежного дрейфа и дрейфа в скрещенных полях, с учетом прокручивания силовых линий магнитного поля.

Для решения этой системы уравнений введем новую переменную $r = p_1/w_H$. Тогда, после замены переменных из второго уравнения системы, получим выражение для \dot{r} .

$$\dot{r} = (p_2 - p_{dr}).$$

С учетом полученного соотношения третье уравнение системы примет вид схожий с уравнением осциллятора с внешней вынуждающей силой:

$$\ddot{r} + w_H^2(t)r = -\dot{p}_{dr}. \quad (2.11)$$

Если $w_H(t)$ — медленно меняющаяся функция, то решение однородного уравнения имеет вид:

$$r(t) = Re \left[\frac{c}{\sqrt{w_H(t)}} \exp \left(\pm i \int_{t_0}^t w_H(t') dt' \right) \right]. \quad (2.12)$$

Решение неоднородного уравнения находится как сумма частного решения и решения для однородного уравнения. Для компонент импульса p_1 и p_2 после вычисления и подстановки r получаем выражения следующего вида:

$$\begin{aligned} p_1(t) = & - \int_{-\infty}^t \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_H(t')}} p_{\dot{d}r}(t') \sin(\varphi(t) - \varphi(t')) dt' + \\ & + \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_0}} p_0 \cos(\varphi(t)), \\ p_2(t) = & p_{dr}(t) - \int_{-\infty}^t \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_H(t')}} p_{\dot{d}r}(t') \cos(\varphi(t) - \varphi(t')) dt' \\ & - \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_0}} p_0 \sin(\varphi(t)), \end{aligned} \quad (2.13)$$

где $\varphi(t) = \int_0^t w_H(t') dt' + \varphi_0$ есть фаза вращения электрона по ларморовской окружности; p_0 — стартовый поперечный импульс, приобретаемый вблизи катода, при наличии несоосности между внешним электрическим полем и ведущем магнитным полем.

Если отклонение силовых линий ведущего магнитного поля от оси Z мало и вызвано увеличением напряженности поля (т.е. $\vec{h}^0 \ni (X, Z)$, $\Delta \vec{h}^0 \perp \vec{h}^0$ и $h_z^0 \sim 1$), то справедливо равенство: $(\vec{e}_1^0, (\vec{h}^0, \nabla) \vec{h}^0) = \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{d}{dt} h_x^0$. В целевом канале на значительном расстоянии от анода магнитное поле должно быть однородно. Соответственно, значение h_x^0 и любой её производной при $t \rightarrow \infty$ должно обращаться в ноль. Следовательно, первое слагаемое в выражении для p_{dr} обращается в ноль. Во втором слагаемом из значений электрического и магнитного полей выделим составляющие собственных полей пучка,

которые определяются погонными зарядом и током. Подставим p_{dr} в выражения для компонент импульса p_1 и p_2 . Проинтегрировав по частям (2.13) для пучка находящегося в транспортном канале ($t \rightarrow \infty$) получим следующие уравнения на компоненты импульса p_1 и p_2 :

$$\begin{aligned}
 p_1(t) = & - \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_H(t')}} [eE_{v\perp}(t') \cos(\varphi - \varphi') + \\
 & + \left\{ \frac{eH_x(t')}{\gamma mc} p_{\parallel} - \frac{eE_b - p_{\parallel} w_b}{w_H^2(t')} \dot{w}_H(t') \right\} \sin(\varphi - \varphi')] dt' + \\
 & + \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_0}} p_0 \cos(\varphi),
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}
 p_2(t) = & - \frac{eE_b - p_{\parallel} w_b}{w_H(t)} - \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_H(t')}} [eE_{v\perp}(t') \sin(\varphi - \varphi') + \\
 & + \left\{ \frac{eH_x(t')}{\gamma mc} p_{\parallel} - \frac{eE_b - p_{\parallel} w_b}{w_H^2(t')} \dot{w}_H(t') \right\} \cos(\varphi - \varphi')] dt' + \\
 & + \sqrt{\frac{w_H(t)}{w_0}} p_0 \sin(\varphi).
 \end{aligned}$$

Данные выражения содержат слагаемые, соответствующие вкладу несоосности электрических и магнитных полей при старте с катода и вкладу скачка поперечной компоненты электрического поля вблизи анода. Значение углового разброса определяется формулой:

$$\theta_K = \frac{\sqrt{p_1^2 + p_2^2}}{p_{\parallel}}. \tag{2.15}$$

Для нахождения значений компонент импульса p_1 и p_2 , аналогично случаю с однородным полем, необходимо вычислить $E_{v\perp}(t')$ и $H_x(t')$. Для оценки величины углового разброса электронов пучка, набираемого на неоднородности магнитного поля вблизи анода, можно использовать выражение:

$$\theta_P^2 = \left[\int_{-}^{+} \sqrt{\frac{H_1+H^*}{H(t')}} \frac{eH_x(t')}{\gamma mc} \sin(\varphi') dt' \right]^2 + \left[\int_{-}^{+} \sqrt{\frac{H_1+H^*}{H(t')}} \frac{eH_x(t')}{\gamma mc} \cos(\varphi') dt' \right]^2. \quad (2.16)$$

Данное выражение получается путем интегрирования соответствующих слагаемых компонент импульса p_1 и p_2 вдоль траектории движения ведущего центра ларморовской окружности.

2.2 Угловой разброс ленточного пучка, генерируемого в ускорителе У-3

Как было показано в предыдущем параграфе, неоднородность магнитного поля при переходе из диодного зазора в транспортный канал сильно влияет на угловой разброс электронов в пучке. Обратимся теперь к рассмотрению этого влияния применительно к ускорителю У-3, который выполняет роль инжектора пучка в мазере на свободных электронах, который исследуется на установке ЭЛМИ. Наличие корректирующей анодной катушки в ускорителе У-3 позволяет исследовать влияние неоднородности магнитного поля на угловой разброс и попытаться дополнительно определить наиболее эффективную конфигурацию магнитного поля. Для исследования этого вопроса было решено построить трехмерную компьютерную модель диода У-3 и провести моделирование генерации электронного пучка. Для этого был использован программный пакет CST, модуль particle studio. В новых версиях этого пакета появилась возможность проведения расчетов с учетом собственных магнитных полей пучка. В проекте были воспроизведены геометрические размеры и структура диода (катод, анод и вход в щелевой канал), а также конфигурация магнитной системы установки.

Для удобства выполнения расчетов элементы модели были разделены на три группы: анодная, катодная и магнитная (рис. 8).

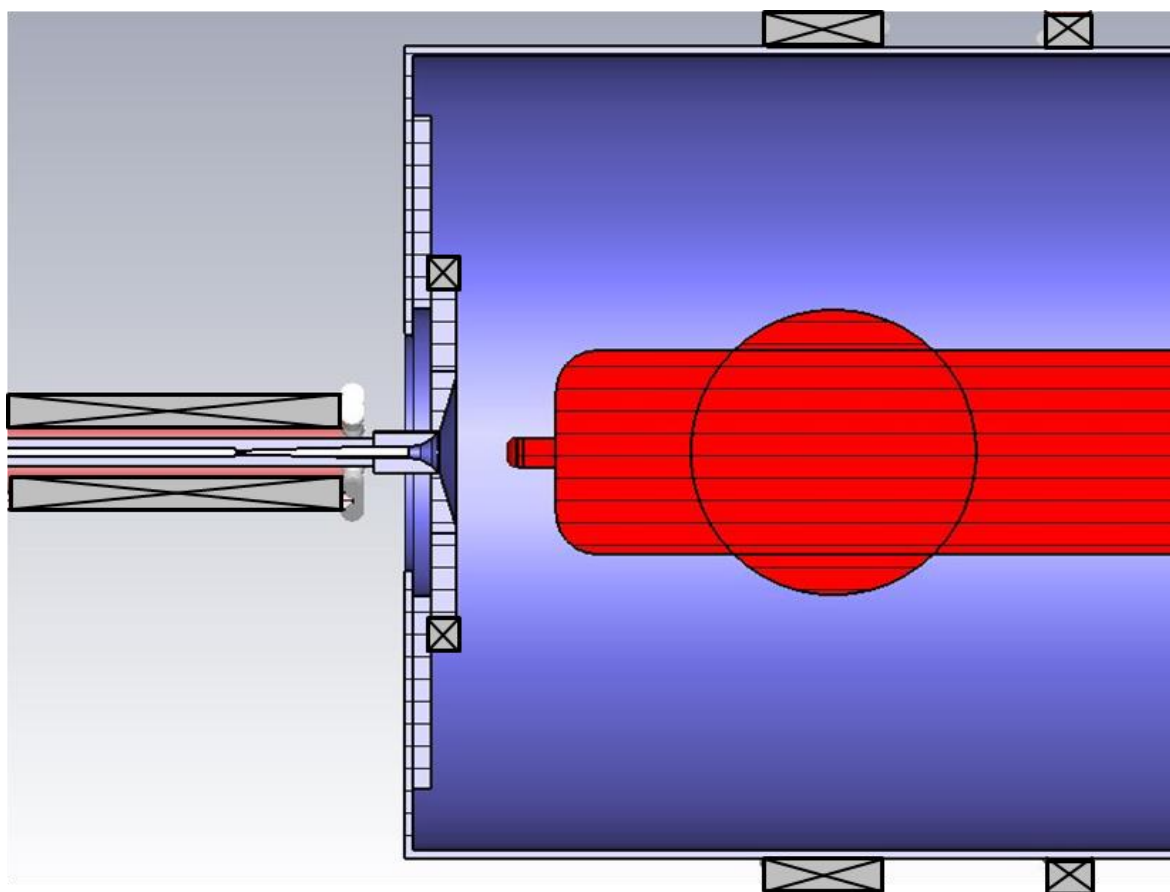


Рис. 8 Схема моделируемой части установки.

Синий – анодная группа; Красный – катодная; серый – магнитная.

Катодная группа включала набор из четырех элементов. Первый элемент – цилиндрический стрежень с диаметром 12.5 см, необходимый для крепления самого катода. Второй элемент – эллиптическая оболочка, запирающая обратный поток электронов. Центр эллипсоида находился на оси цилиндра на расстоянии 40 см от края катода. Собственно, катод состоял из двух элементов: основного тела и эмиссионного слоя. Анодная группа состояла из следующих элементов: анодный бак, анодная щель (3 элемента), дополнительный формирователь сечения пучка и канал транспортировки пучка. Канал имел прямоугольное сечение размером 182x9 мм. Расстояние от границы эмиссионного слоя до анодной плоскости было выбрано равным 6 см. Магнитная система в модели состояла из четырех катушек. В расчетах при создании катушек задавались их точные размеры, форма и количество витков в обмотке. Для сокращения объема расчетов длина канала с

магнитным полем была уменьшена по отношению к используемому в экспериментах от величины 150 до 50 см. При этом плотность намотки витков на канале в моделирующих расчетах оставалась такой, как она бывает в эксперименте. Магнитное поле установки определялось путем задания тока в катушках. Для вывода параметров пучка по длине моделируемой системы, перед началом серии расчетов в компьютерной программе устанавливался монитор в однородном магнитном поле щелевого канала на расстоянии 35 см от катода ускорителя.

Целью проведенного компьютерного моделирования явилось определение параметров магнитной системы, при которых достигается минимальный угловой разброс электронов пучка в канале. Для этого в модели, в основном, варьировались два параметра. Первый параметр — это основной ток I в катушках магнитного поля, который задает ведущее магнитное поле. Второй параметр — это $Sc=I_{ан}/I$, который определен как отношение тока через дополнительную анодную катушку к основному току в катушках. Такой выбор параметров обусловлен следующими факторами. Во-первых, на установке имеется возможность регулировать значение ведущего магнитного поля в канале в интервале от 10 до 15 кГс. Во-вторых, используя шунтирующее сопротивление можно изменить ток, протекающий через анодную катушку. Так как без дополнительного сопротивления ток через все катушки одинаков, удобно выбрать параметр, соответствующий изменению тока в анодной катушке. На рис. 9 приведены зависимости модуля индукции магнитного поля от расстояния до катода, полученные при моделировании CST. Графики приведены для трех значений первого параметра I и для четырех значений параметра Sc . Дополнительно на графиках вертикальными черными линиями отмечены положения анодной плоскости и монитора, при помощи которого выводились характеристики частиц. По результатам моделирования в плоскости монитора строилось распределение электронов по углу. Было замечено, что с увеличением любого из параметров угловая расходимость пучка уменьшалась.

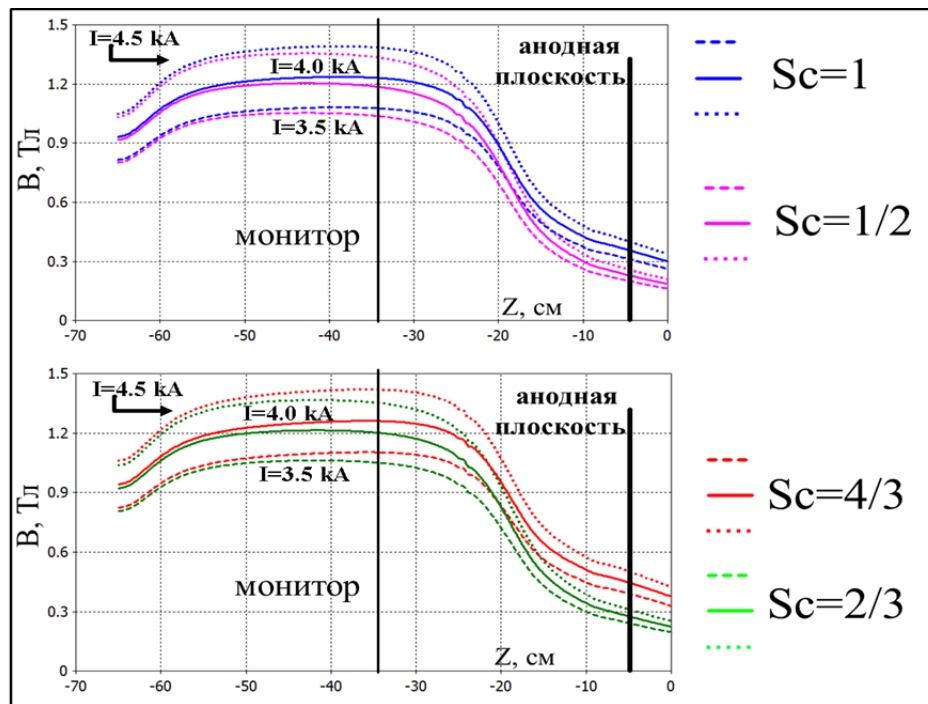


Рис.9 Магнитное поле вдоль оси канала, рассчитанное в программном пакете CST.

На рис. 10 приведены распределения электронов по углу.

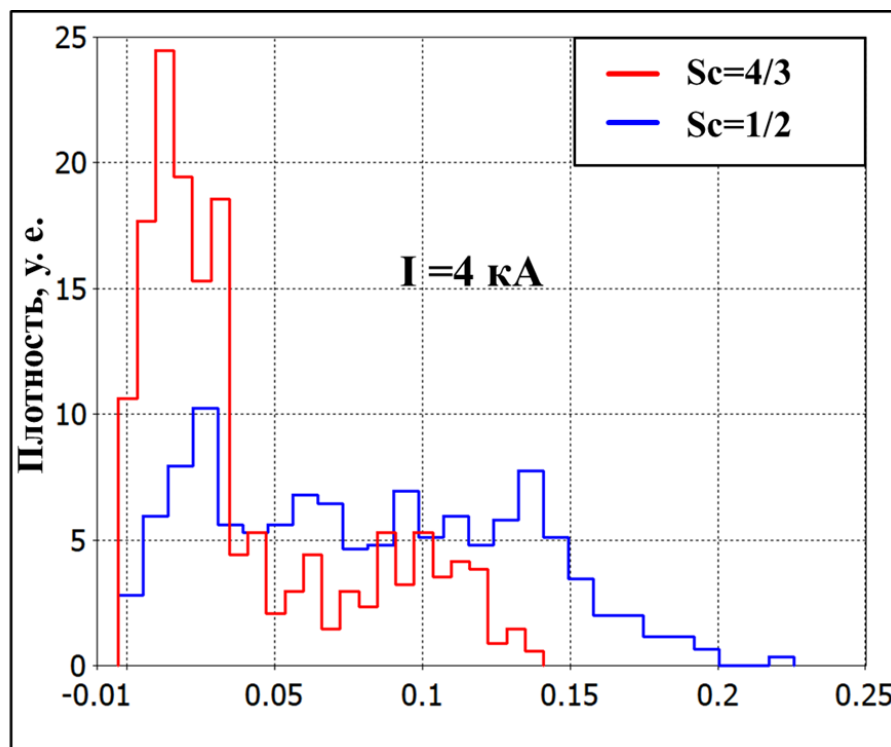


Рис.10 Распределение электронов по углу в канале.

Из графиков видно (рис. 10), что при увеличении параметра Sc (ток через анодную катушку) уменьшаются характерные значения углов

электронов. В области малых углов формируется пик функции распределения. При увеличении параметра I (основной ток в катушках) данный эффект также наблюдается, но выражен не столь явно.

На выходе из анода в канал в установке ЭЛМИ располагается формирователь сечения пучка. Он представляет собой участок транспортного канала протяженностью 17 см, в котором линейно уменьшается зазор между стенками, что ограничивает толщину пучка. Зазор между стенками уменьшается от 14,8 мм на выходе анодной щели до 4 мм на выходе этого формирователя. В моделировании было исследовано влияние этого формирователя на угловой разброс электронов пучка, распространяющегося в канале. Для этого было реализовано две серии расчетов. В первой серии канал присоединялся к анодной щели через формирователь сечения пучка. Во второй серии канал присоединялся непосредственно к анодной щели без этого формирователя. По результатам моделирования строилось распределение электронов по углу на расстоянии ~ 35 см от катода. Функции распределения приведены на рис. 11.

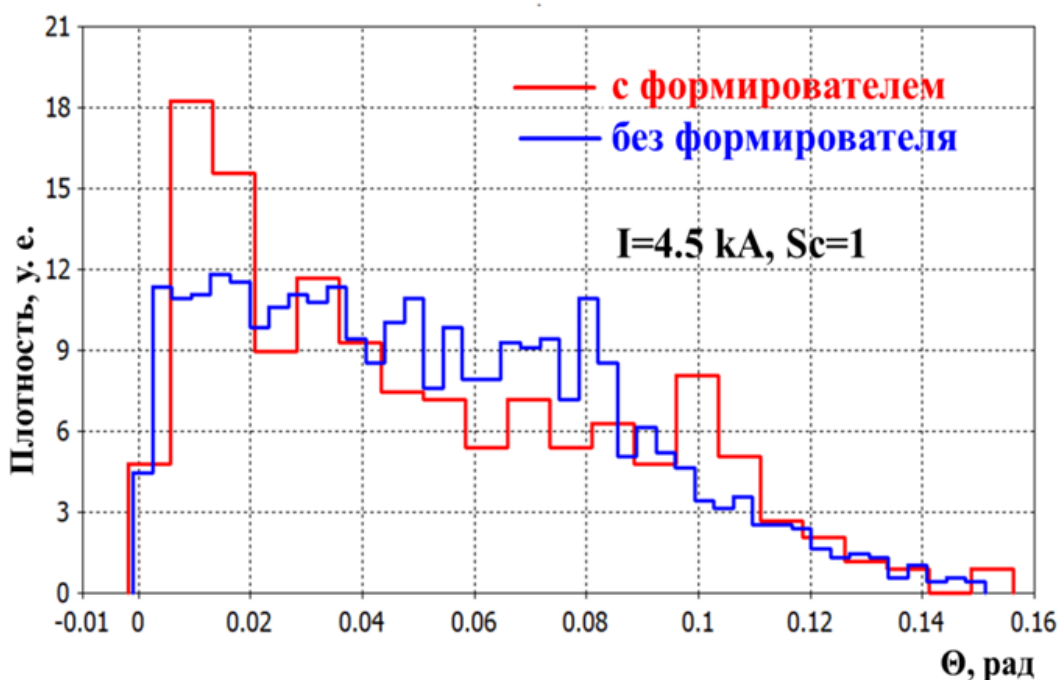


Рис. 11 Распределение электронов по углу в канале.

Из графиков видно, что формирователь приводит к увеличению доли электронов с малыми значениями углов. Но столь незначительные изменения функции распределения электронов по углу по-видимому невозможно зарегистрировать в эксперименте с имеющимся датчиком.

При моделировании генерации электронного пучка ускорителя У-3 в CST рассматривалась стационарная задача. Для обеспечения проникновения магнитного поля в транспортный канал, на материал стенок накладывалось условие беспрепятственной проницаемости магнитного поля. Но при использовании ускорителя У-3 на установке ЭЛМИ от него требуется генерировать одновременно два ленточных пучка, распространяющихся в примыкающих друг к другу щелевых каналах (см. рис. 18). В проведенных моделирующих расчетов разделяющая каналы перегородка пропускала беспрепятственно магнитные поля пучков, что обуславливало взаимное влияние пучков друг на друга. Но в реальном эксперименте электронные пучки имеют длительность менее 10 пс, а в этих условиях магнитное поле каждого из пучков удерживается стенками канала и не может проникать в соседний канал с другим пучком.

С целью определить, насколько значительно взаимное влияние пучков друг на друга за счет проникновения магнитного поля, которое сказывается на характере движения электронов пучка, были проведены дополнительные расчеты. В одном случае эмиссия электронов задавалась на всей поверхности катода, которая давала электронные пучки в обоих щелевых каналах. В другом варианте расчетов эмиссионная поверхность ограничивалась только верхней половиной катода, и пучок проходил в одном из каналов. По результатам моделирования для обоих случаев строились распределения углового разброса электронов по сечению пучка. Рассмотрение углового разброса проведено для четырех локальных областей сечения пучка, разнесенных по координате Y , высоте сечения пучка (см. рис.12).

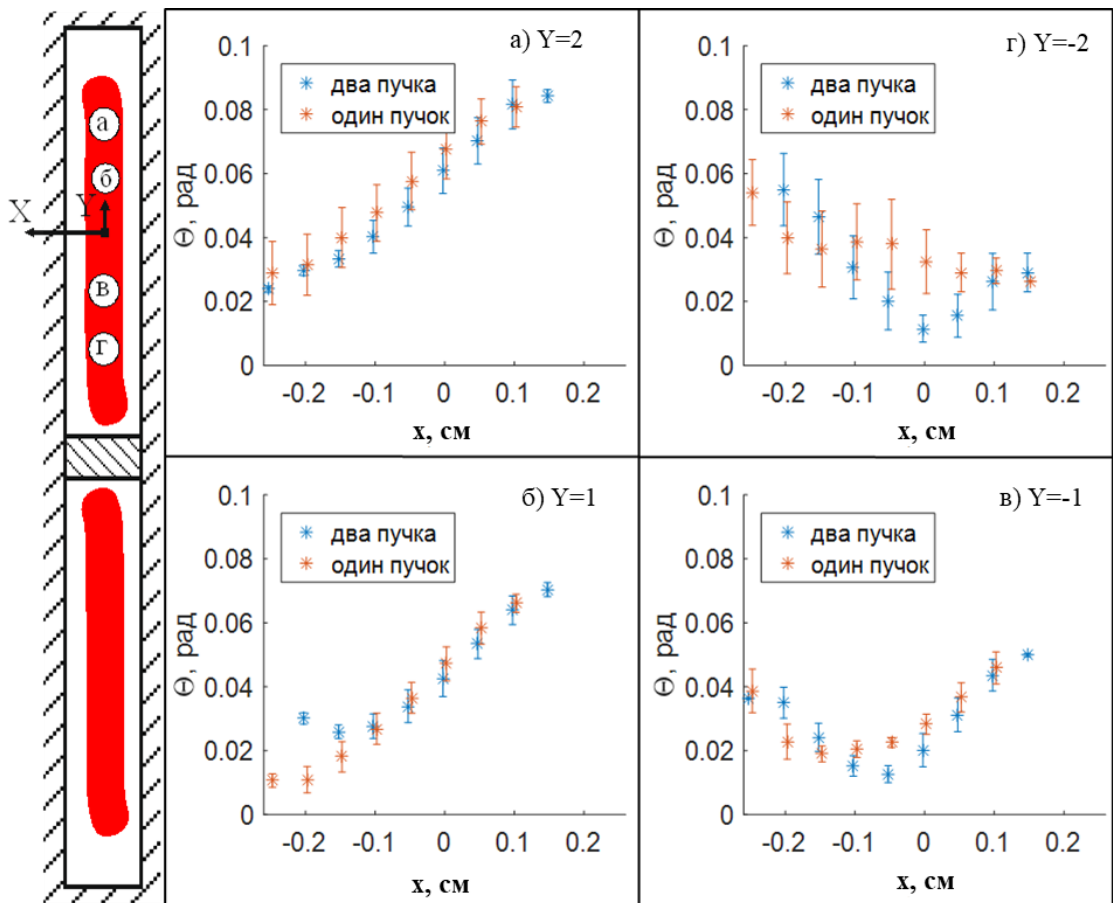


Рис. 12 Угловые распределения электронов в верхнем канале для четырех локальных областей.

Из рис. 12 видно, что при постепенном удалении по координате Y в верхнем канале от нижнего канала угловые распределения электронов достаточно хорошо совпадают для обоих случаев: с одним и двумя пучками в каналах. И наоборот, при приближении по координате Y анализируемой области верхнего канала к нижнему каналу расхождение между распределениями углового разброса по толщине пучка увеличивается. Следовательно, при исследовании угловых характеристик электронных пучков, генерируемых на ускорителе $У-3$, в области их сечения начиная от центра и до внешней периферии можно использовать уже полученные результаты моделирования с использованием программы CST.

Глава 3 Измерения углового распределения электронов пучка, генерируемого в ускорителях У-2 и У-3

3.1 Эксперименты на ускорителе У-2

3.1.1 Схема эксперимента

Предложенный датчик и метод обработки экспериментальных данных применялись в экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ (см. рис. 13) для измерения углового разброса электронного пучка, генерируемого в ускорителе У-2. Основное назначение данной установки — исследование генерации терагерцового излучения в плазме, вызванного релаксацией сильноточного РЭП. В экспериментах пучок генерируется в ленточном магнитно-изолированном диоде ускорителя У-2 в результате эмиссии из взрыво-эмиссионного катода, сделанного из волокнистого графита. В обсуждаемых здесь экспериментах энергия электронов пучка имела величину около 0.6 МэВ и полный ток пучка – до 40 кА. Пучок, генерируемый в диоде, далее распространяется в щелевой транспортный канал с ведущим магнитным полем около 2 кГс. В последующем движении ленточный пучок с размерами 700x50 мм поступает в преобразователь сечения пучка, где происходит его сжатие магнитным полем. На выходе из преобразователя пучок имеет круглое сечение диаметром 40 мм. Для предотвращения эффекта запираания пучка собственным объёмным зарядом, на выходе из преобразователя производился напуск тяжёлого газа – криптона. Пучок круглого сечения инжектируется в плазму с плотностью $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, где в результате пучково–плазменного взаимодействия генерируется субмиллиметровое излучение. Плазма удерживается в соленоиде с гофрированным магнитным полем. Для того чтобы провести измерения углового разброса пучка, соленоид с плазменной камерой был отстыкован от преобразователя сечения пучка ускорителя У-2. На место соленоида

присоединялась специальная вакуумная камера, внутри которой был установлен датчик углового разброса. Преобразователь сечения пучка накладывает ограничение на максимальный питч-угол электронов, которые могут пройти систему магнитного сжатия. Ограничение связано с необходимостью преодолеть магнитную пробку с пробочным отношением $M \sim 10$, что соответствует углу $\theta_m = \arcsin(1/\sqrt{M}) \approx 18^\circ$.

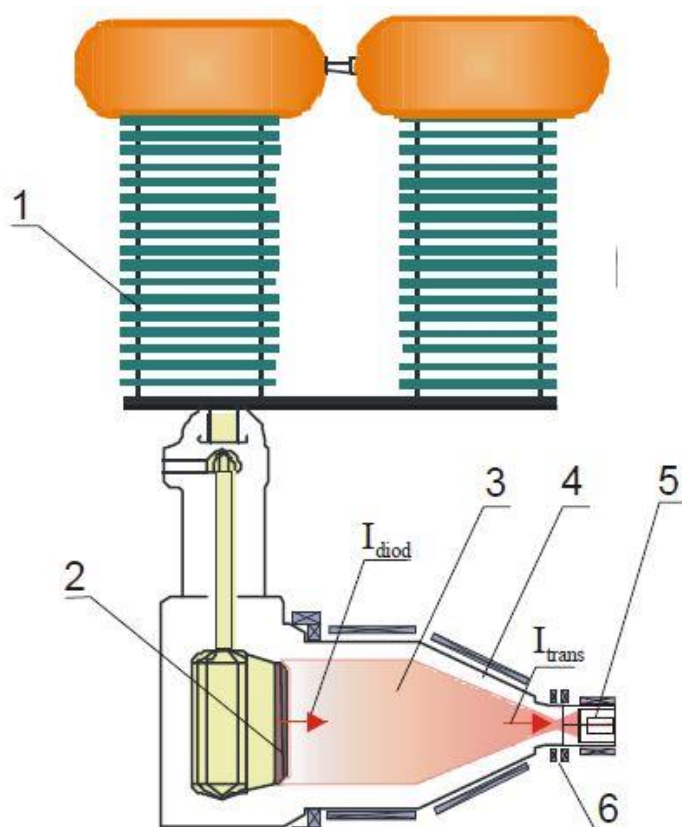


Рис. 13 Схема эксперимента с датчиком углового разброса на установке ГОЛ-ПЭТ.
 1 – генератор импульсного напряжения, 2 – ленточный магнитно-изолированный диод,
 3 – ленточный электронный пучок, 4 – преобразователь сечения пучка, 5 – датчик углового
 разброса, 6 – магнитная пробка

3.1.2 Магнитное поле в датчике

Для достижения корректности измерений с помощью разработанного датчика, необходимо обеспечить в его объёме однородное ведущее магнитное поле. Для достижения хорошей однородности поля была создана дополнительная корректирующая катушка. Катушка обладала специальной

профилированной намоткой и располагалась на выходе из системы сжатия пучка. Её использование позволило получать в объёме датчика магнитное поле с индукцией 6 кГс, при уровне неоднородностей не более 5%.

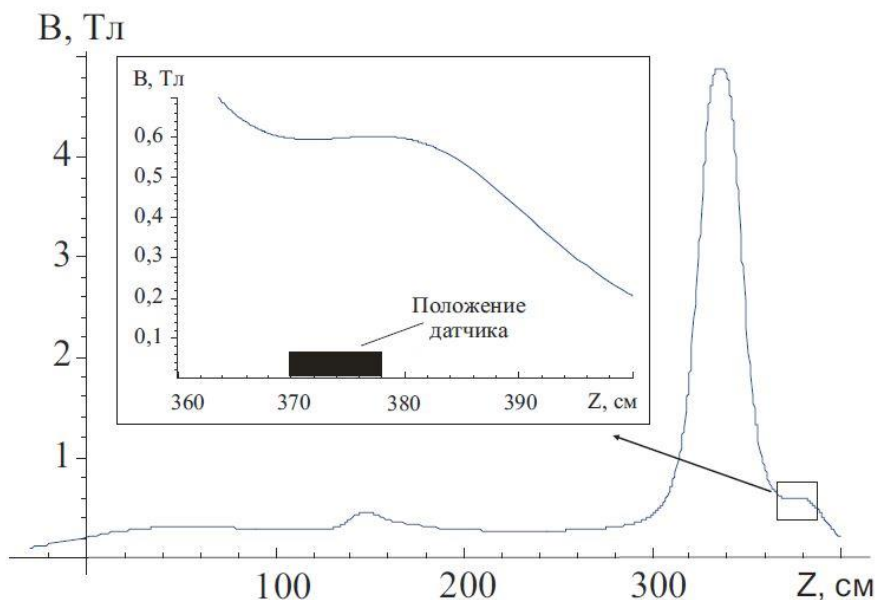


Рис. 14. Распределение магнитного поля вдоль оси установки. На вставке представлено распределение магнитного поля в датчике углового распределения электронов.

Для определения параметров дополнительной катушки был произведён расчет магнитного поля вдоль оси установки ГОЛ-ПЭТ. На рис. 14 приведена расчетная зависимость поля от координаты Z , за начало отчета которой принято положение эмиссионной поверхности катода. Для подтверждения однородности поля в области расположения датчика были проведены измерения профиля магнитного поля. Для измерения использовался теслометр РШ 1-10. Магнитное поле создавалось при подаче на катушки магнитной системы постоянного тока $I=150$ А, что создавало поле с индукцией $B \sim 100$ Гс. Щуп теслометра располагался вдоль оси датчика. Результаты измерения продольного магнитного поля в датчике предоставлены на рис. 15. Расстояние отсчитывалось от входной диафрагмы и до конца датчика. Внешние магнитные поля могли повлиять на результат измерений. Для уменьшения погрешности, измерения состояли из двух

этапов. На первом этапе измерение поля проведено при «положительном» направлении тока в катушках. Для второго этапа направление тока было изменено на противоположное («отрицательное»), и измерения повторили. Результаты измерений представлены на рис. 15, видно, что изменение индукции магнитного поля вдоль оси датчика не превышает 5%.

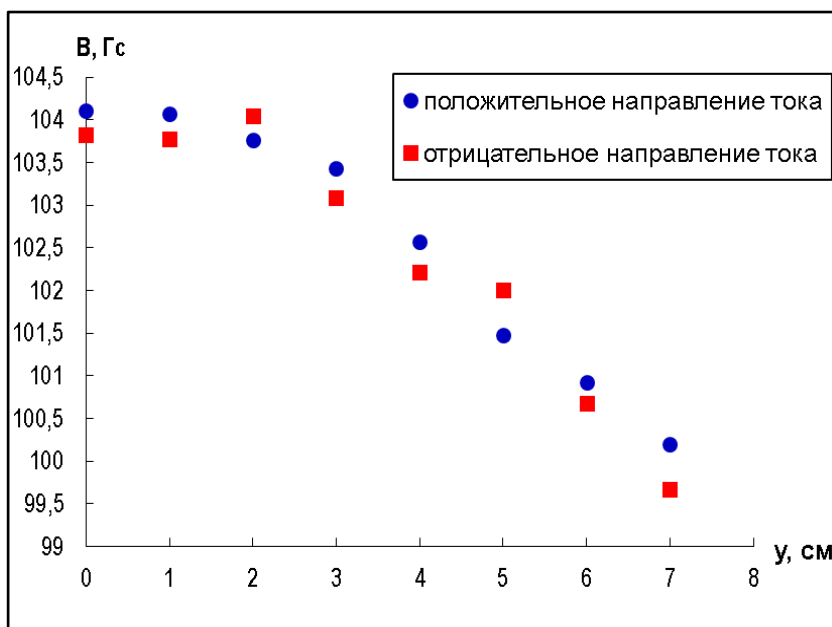


Рис.15 Результат измерений магнитного поля на оси датчика.

3.1.3 Результаты измерений функции распределения электронов по углу θ

Данные токов с коллекторов датчика (рис. 16) использовались для восстановления функции распределения электронов по углу и вычисления среднеквадратичного значения угловой расходимости пучка. Стоит отметить наличие изрезанности сигналов на осциллограммах. Подобный результат является следствием неоднородности плотности тока в электронном пучке. Наличие такой микроструктуры пучка уже отмечалось в работе [26] и связывалось с неоднородностью эмиссионной границы прикатодной плазмы. В результате чего электронный пучок формируется в виде струй, в которых заметно повышена плотность тока (по сравнению с величиной, рассчитанной по средней плотности тока).

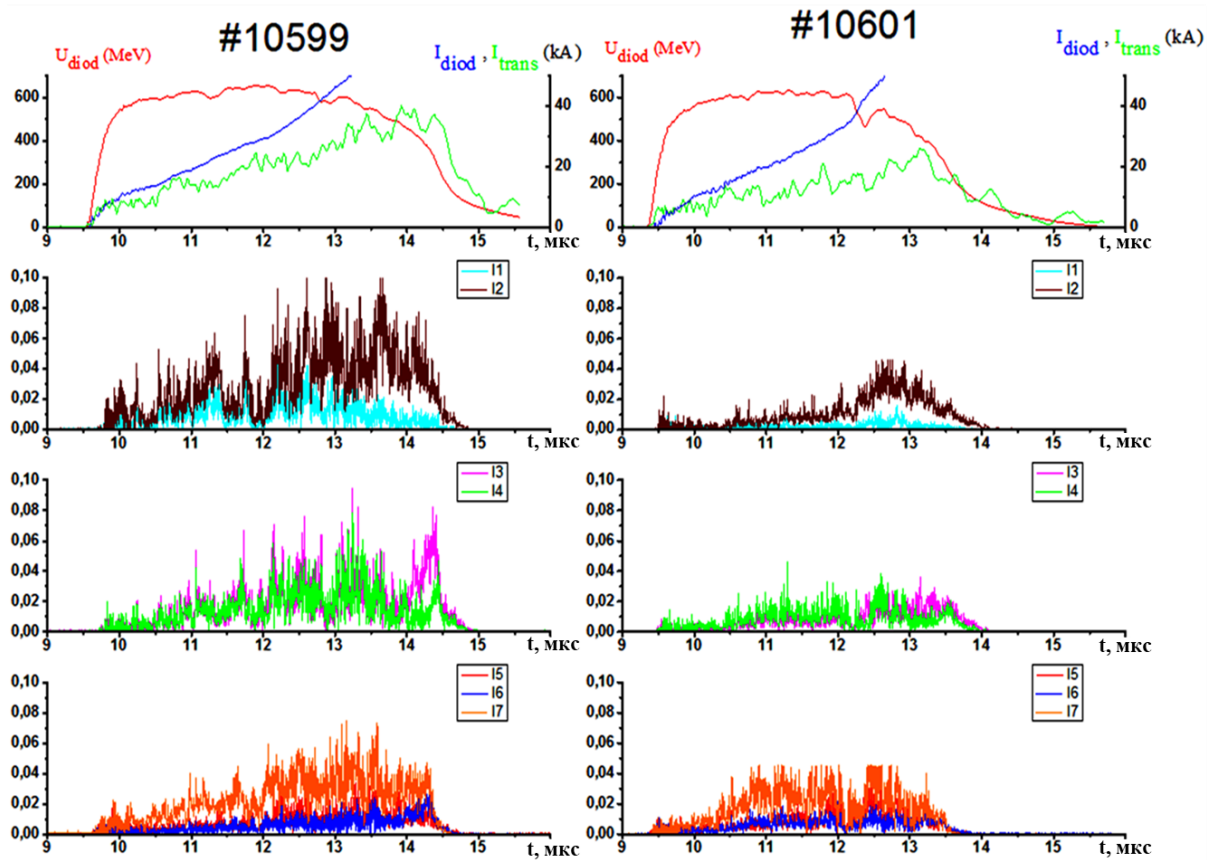


Рис. 16 Сигналы, зарегистрированные в экспериментах на У-2.

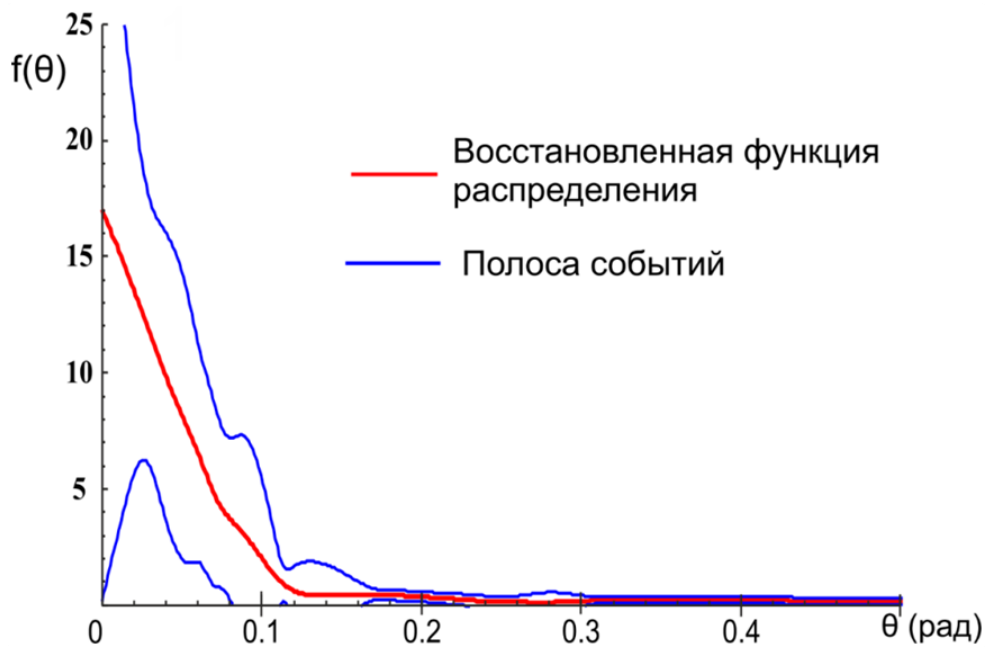


Рис. 17 Характерный вид восстановленной функции распределения ультронов по углу.

Для восстановления функции углового распределения использовались функции чувствительности, вычисленные с учетом образования отраженных электронов и малой несоосности между датчиком и силовыми линиями магнитного поля. Характерный вид функции углового распределения электронов, полученной по такой схеме её восстановления, представлен на рис. 17.

Для вычисления среднеквадратичного значения углового разброса пучка использовались восстановленные функции распределения электронов по углу. Для каждого выстрела выбиралось несколько моментов времени, для которых восстановление производилось с достаточно хорошей точностью. Затем по восстановленным функциям рассчитывалось среднеквадратичное значение углового разброса и усреднялось. Эксперименты проводились при различных значениях магнитного поля в диоде и при различном давлении газа в системе сжатия пучка. В результате экспериментов была измерена зависимость среднеквадратичного углового разброса от магнитного поля в диоде (таблица 3).

Магнитное поле в диоде кГс	0,13	0,17	0,22
Среднеквадратичный угловой разброс (рад)	$0,1 \pm 0,02$	$0,093 \pm 0,02$	$0,067 \pm 0,014$

Таблица 3

Из представленного в таблице результата видно, что с повышением индукции магнитного поля в диоде величина среднеквадратичного углового разброса постепенно понижается, что соответствует представлениям о зависимости этого параметра от ведущего магнитного поля, которые обсуждены во 2-ой главе данной работы.

3.2 Эксперименты на ускорителе У-3

3.2.1 Схема установки ЭЛМИ и размещения датчика в ней

После завершения измерений углового разброса электронов пучка ускорителя У-2 было принято решение провести измерения углового разброса электронного пучка на ускорителе У-3 установки ЭЛМИ. Данная установка предназначена для исследования возможности генерации субмиллиметрового излучения по схеме двухстадийного мазера на свободных электронах (МСЭ). Установка содержит два разделенных щелевых канала длиной 164 см, предназначенных для генерации излучения, которые требуют, соответственно, двух пучков электронов (см. рис.18). Электронный пучок эмитируется со взрыво-эмиссионного катода. Энергия электронов пучка составляет порядка 1 МэВ, а полный ток пучка имеет величину от 1 до 3 кА. Форма катода выполнена таким образом, чтобы эмиссия электронов обеспечивала поступление пучков в два разделенных канала. В аноде и далее по длине каналов между ними установлена перемишка, которая полностью разделяет два пучка. Каждый из двух разделенных пучков имеет сильно вытянутое прямоугольное сечение с размерами 70х4 мм². В нижнем канале пучок раскачивается ондуляторным полем, в результате чего происходит генерация излучения. Наличие брэгговских рефлекторов приводит к распространению излучения только с выделенной длиной волны. Далее, это излучение при помощи дефлектора переводится в верхний (высокочастотный) канал установки, где рассеивается на пучке электронов. В результате релятивистского эффекта Доплера длина волны рассеянного излучения уменьшается в десять раз. Для работы генератора субмиллиметрового излучения требуются пучки с малым, менее 5°, угловым разбросом по скоростям электронов. Для измерения углового разброса пучка датчик устанавливался в верхнем канале установки, в начале транспортного тракта. Измерения проводились при демонтированных

оптических элементах (1Д, 2Д рефлекторов, дефлектора и трансформатора волны), в отсутствие генерации терагерцового излучения, т. е. для невозмущенного пучка.

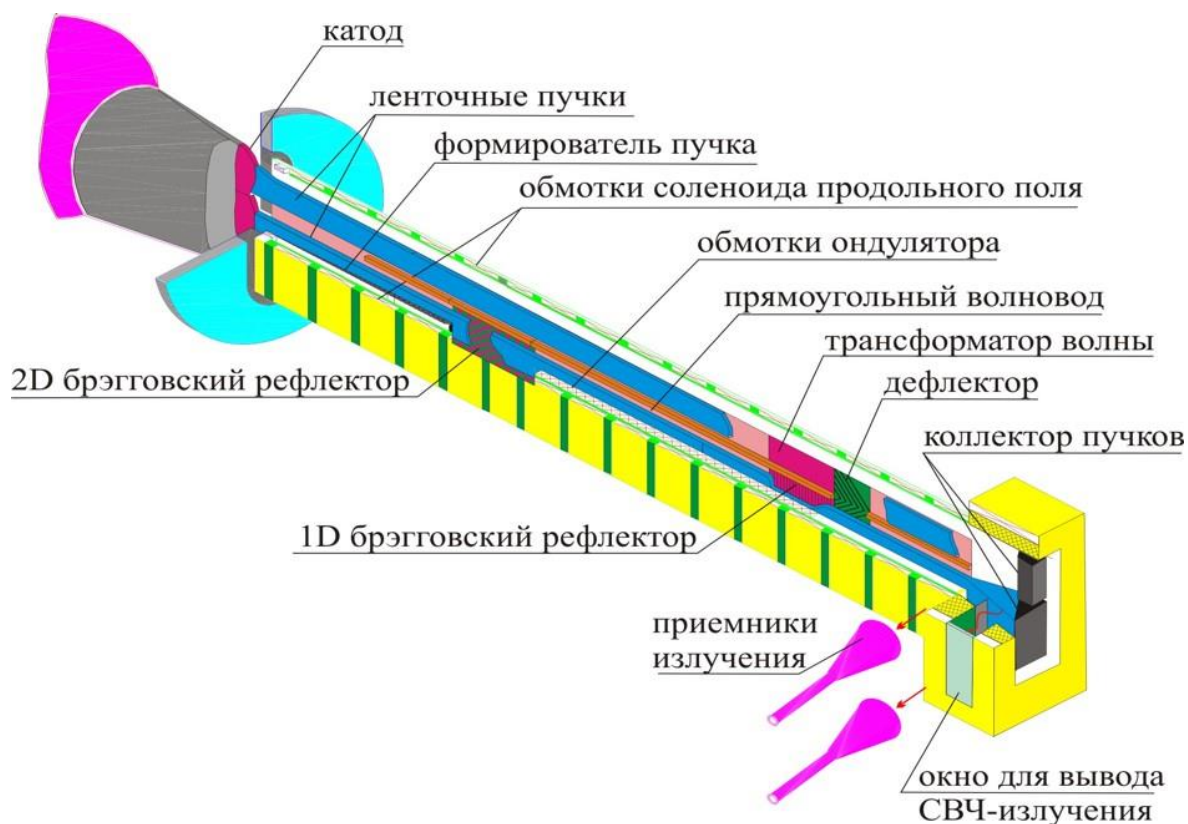


Рис. 18 Схема установки ЭЛМИ для генерации терагерцового излучения на основе ленточных релятивистских пучков.

В канале была установлена специальная графитовая заглушка, поглощающая пучок, к которой присоединялся датчик для измерения углового распределения электронов. Перед входом в канал располагался формирователь. Формирователем, в данном случае, называется графитовая вставка с прорезью в виде трапеции, сечение которой уменьшается по толщине канала при движении от входа в формирователь ко входу в канал. Цель формирователя заключается в ограничении толщины пучка, что существенно в случае его раскачки в нижнем канале при включенном ондуляторном поле. Датчик располагался в центре области однородного магнитного поля. Значение ведущего магнитного поля в канале для данной установки может быть задано в диапазоне от 10 до 15 кГс. При этом на входе

в анодную щель магнитно-изолированного диода установлена дополнительная корректирующая катушка, с помощью которой можно варьировать ход силовых линий магнитного поля в диоде.

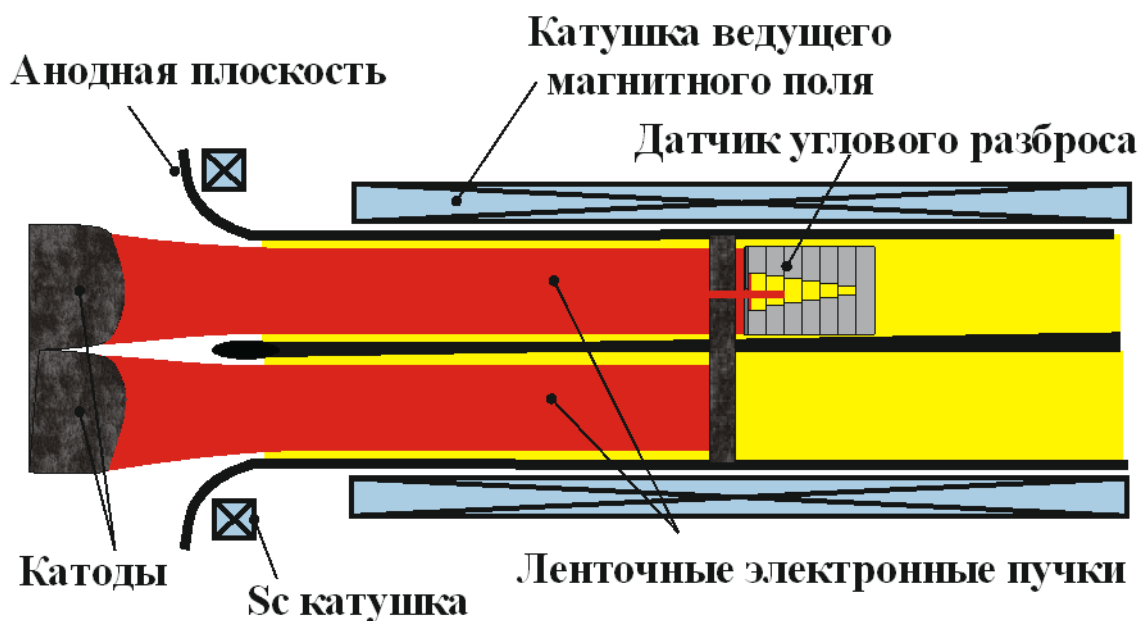


Рис.19 Схема эксперимента с датчиком углового разброса.

3.2.2 Магнитное поле в датчике углового разброса

Для корректной работы датчика необходимо обеспечить в нем однородное ведущее магнитное поле. На установке ЭЛМИ магнитное поле в канале формируется катушками однородного и ондуляторного полей. Для определения области в канале, где приемлема установка датчика углового разброса были проведены измерения профиля магнитного поля вдоль оси установки. Измерения проводились теслометром РШ 1-10. Для генерации магнитного поля на катушки магнитной системы установки подавался постоянный ток. Ток в катушках имел величину 40 А. В измерениях шуп теслометра располагался вдоль оси канала. Измерения проводились как в верхнем, так и в нижнем каналах. На рис. 20 приведен профиль магнитного поля, измеренный в центре верхнего канала. Изменение индукции магнитного поля в месте расположения датчика не превышало 3%. В рабочем режиме значение ведущего магнитного поля может быть установлено в

диапазоне от 10 до 15 кГс. Индукция магнитного поля определяется напряжением зарядки конденсаторной батареи.



Рис.20 Измерение магнитного поля в центре верхнего канала.

На рис. 21 приведена калибровочная кривая, сопоставляющая индукцию максимального поля в импульсе протекающего тока с напряжением, до которого происходит зарядка конденсаторной батареи.

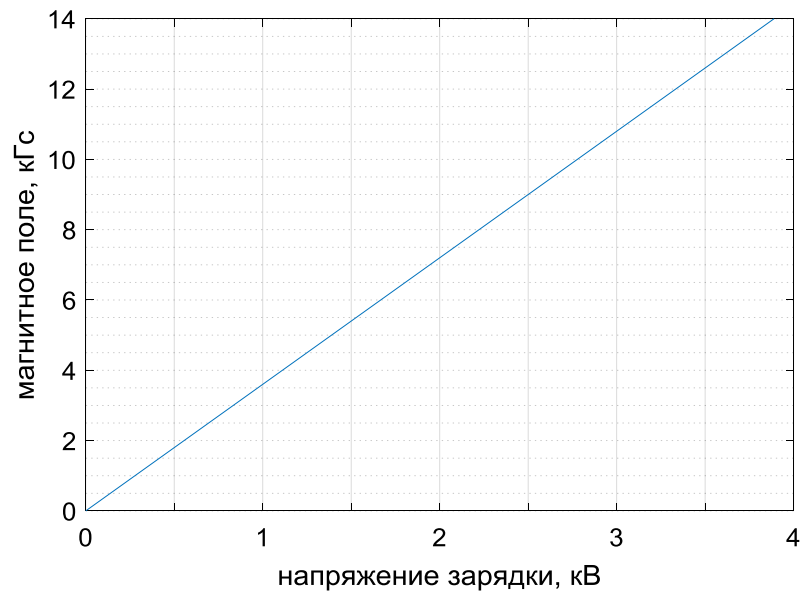


Рис.21 Калибровочная кривая для максимума магнитной индукции в эксперименте в зависимости от напряжения зарядки конденсатора.

3.2.3 Оптимизация геометрии коллекторов датчика

Разрешающая способность датчика для углов менее 0,1 рад определяется количеством максимумов функций чувствительности в диапазоне углов от 0 до 0,1 рад. Так как на ускорителе У-3 ведущее магнитное поле и энергии электронов выше чем на У-2, то разрешающая способность датчика в случае сохранения конфигурации коллекторов датчика, как они были на У-2, значительно понизится для углов области углов менее 0.1 радиана (см. рис. 22). Следовательно, система коллекторов, оптимизированная под У-2, не подходит для использования при измерениях на У-3. В этих обстоятельствах требуется решить задачу по улучшению разрешающей способности датчика в области малых углов.

В процессе оптимизации датчика варьировались диаметры отверстий коллекторов и их длины. При этом количество коллекторов и размеры входной диафрагмы оставались постоянными.

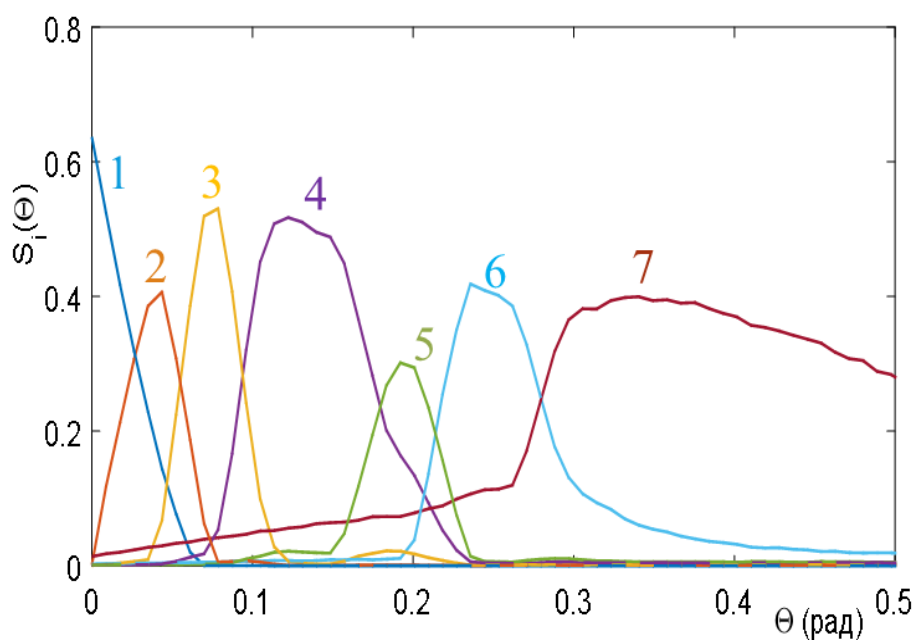


Рис. 22 а

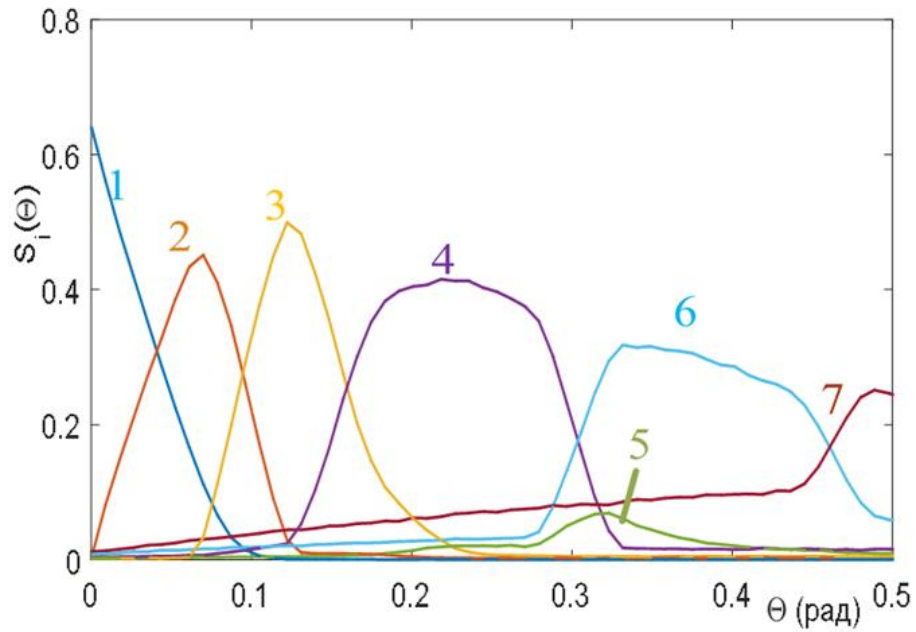


Рис. 22 б

Рис. 22 а. Функция чувствительности коллекторов датчика углового распределения электронов, который использован в условиях ускорителя У-2.

Рис. 22 б. Функция чувствительности коллекторов этого датчика, если его поместить в условиях У-3.

После оптимизации конфигурации датчика удалось увеличить разрешающую способность датчика для углов менее 0,1 радиана (количество пиков на промежутке от 0 до 0,1, рис. 23). Функция чувствительности коллекторов построена для магнитного поля 12 килогаусс и энергии электронов 800 кэВ.

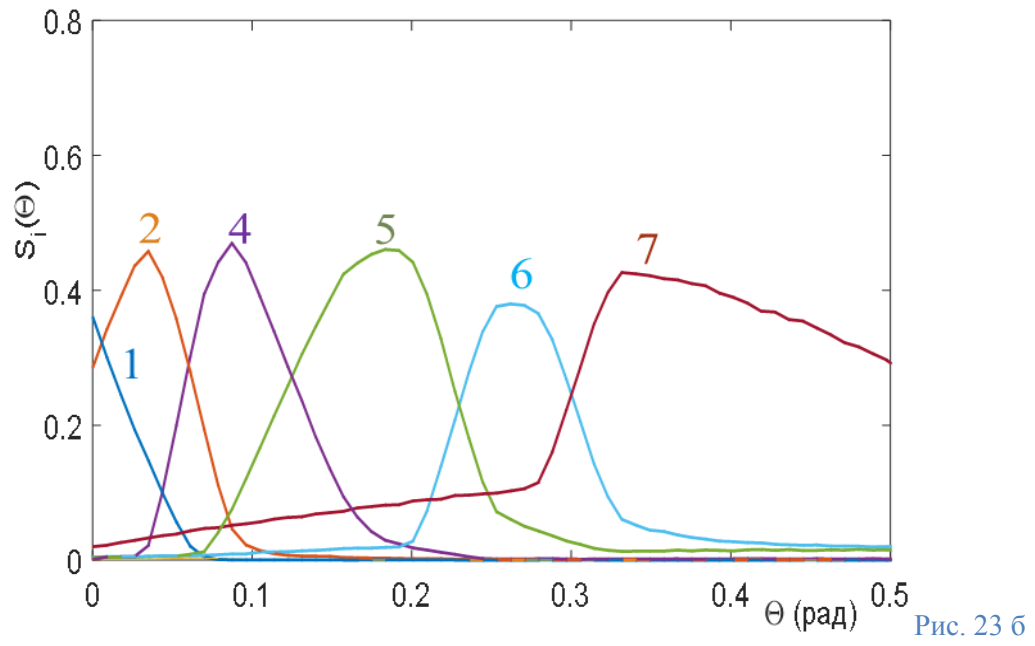
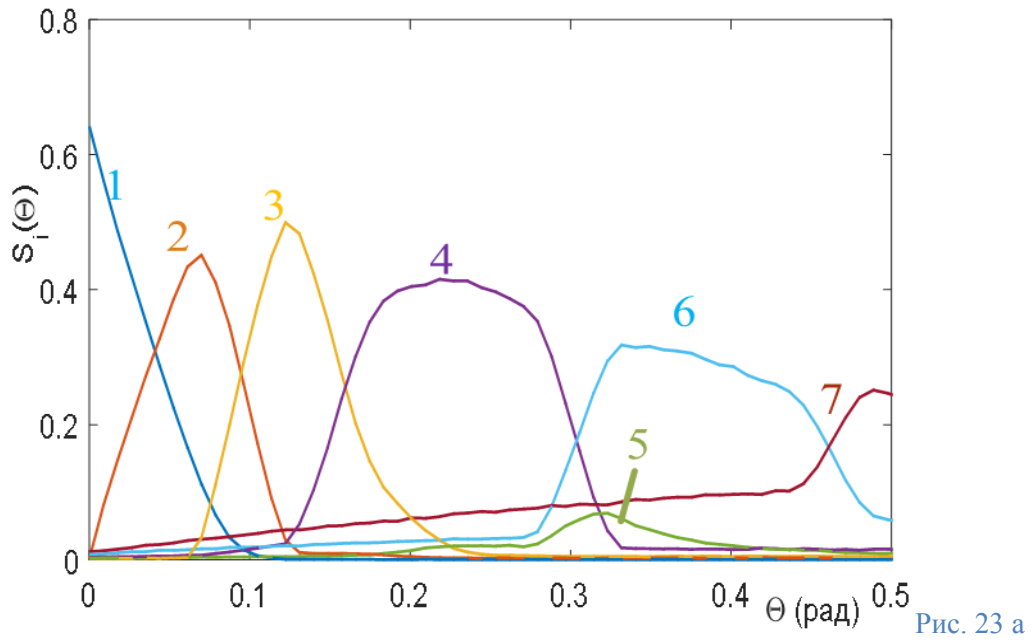


Рис. 23. Функция чувствительности коллекторов для старой (а) и новой (б) конфигурации датчика в условиях использования на ускорителе У-3.

3.2.4 Результаты измерений функции распределения электронов по углу θ

Данные токов с коллекторов датчика (рис. 24) использовались для восстановления функции распределения электронов по углу и вычисления среднеквадратичного значения угловой расходимости пучка.

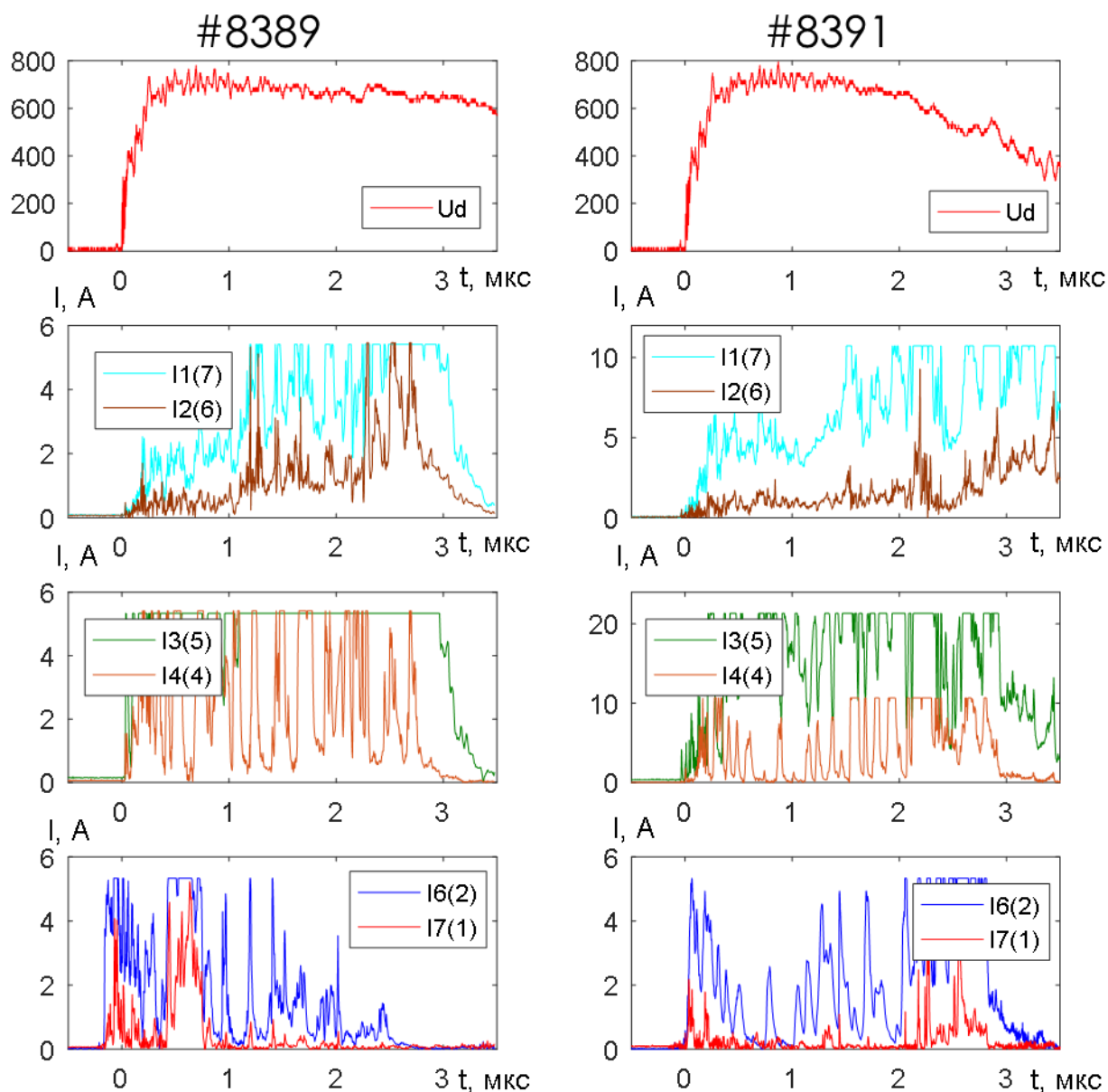


Рис. 24. Сигналы токов электронов, поглотившихся в коллекторах датчика, для случая экспериментов на ускорителе У-3 (И1-И7-сигналы с коллекторов, в скобках номер коллектора).

Для восстановления функции углового распределения использовались функции чувствительности, вычисленные с учетом образования отраженных

электронов. Характерный вид функции углового распределения электронов, полученной по такой схеме её восстановления, представлен на рис. 25.

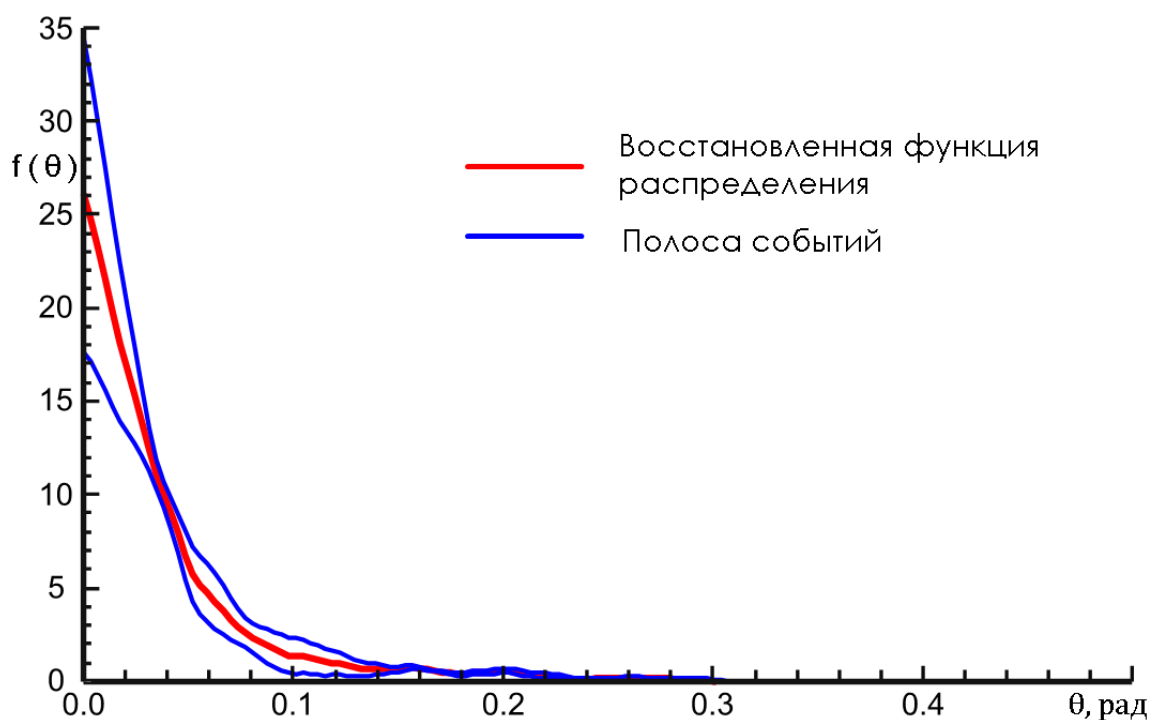


Рис. 25 Характерный вид функции распределения У-3 (выстрел №8391, $t=1,5$ мкс).

Для вычисления среднеквадратичного значения углового разброса пучка использовались восстановленные функции распределения электронов по углу. Для каждого выстрела выбиралось несколько моментов времени, для которых восстановление производилось с достаточно хорошей точностью. Затем по восстановленным функциям рассчитывалось среднеквадратичное значение углового разброса и усреднялось. В результате экспериментов был измерен среднеквадратичный угловой разброс, средняя величина которого равняется $0,054 \pm 0,02$ рад.

Обобщение результатов и заключение

1. По результатам анализа публикаций, имевшихся к началу работы, вошедшей в магистерскую диссертацию, определена последовательность этапов по созданию многоколлекторного датчика углового распределения релятивистских электронов в замагниченном пучке.
2. За счет использования трех различных компьютерных кодов нами достигнута уверенность в том, что описание функции распределения по коллекторам датчика поглотившихся в них электронов с различными углами к направлению индукции магнитного поля достаточно корректно.
3. Использование в эксперименте оптимизированного под конкретные экспериментальные условия многоколлекторного датчика, дополненное адекватным математическим аппаратом для обработки результатов измерений, позволило восстановить функцию углового распределения электронов с шириной на полувысоте около $(7 \pm 1) \times 10^{-2}$ радиан для ускорителя У-2 и $(3 \pm 0,5) \times 10^{-2}$ радиан для ускорителя У-3.
4. В рамках различающихся теоретических подходов к решению задачи о генерации килоамперных пучков в ленточном магнитно-изолированном диоде с различной геометрией силовых линий магнитного поля, представлены аналитические выражения для угловой расходимости электронов, а также конкретные численные результаты компьютерных расчетов. Эти результаты неплохо соответствуют результатам измерений.

Накопленный в ходе выполнения диссертации опыт по разработке и использованию многоколлекторного датчика углового распределения электронов позволяет в дальнейшем использовать его для измерений угловых характеристик сильноточных РЭП после использования их для накачки колебаний в плазме или в вакуумной электродинамической системе. С позиции фундаментальных знаний, это открывает перспективу более глубокого понимания механизмов взаимодействия сильноточных пучков с плазменными колебаниями и электромагнитными волнами. С позиции практической значимости, измерения параметров пучка до его взаимодействия и после его взаимодействия с плазменными или

электромагнитными колебаниями дают возможность поиска условий, при которых достигается максимальная эффективность передачи энергии от пучка к этим колебаниям. Изучаемые на установках ГОЛ-ПЭТ и ЭЛМИ оригинальные механизмы генерации миллиметрового и субмиллиметрового излучения имеют перспективу технической реализации в виде генераторов большой мощности.

Список литературы

1. Аржанников А.В., Иваненко В.Г., Макаров М.А., Самцов Д.А., Сеницкий С.Л., Степанов В. Д., Формирование РЭП большой плотности тока для накачки верхнегибридных колебаний в плазме установки ГОЛ-ПЭТ, XIV Международная звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Сборник тезисов докладов, с. 263.
2. Аржанников А. В., ... Самцов Д.А. и др., ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕСКОЛЬКИМИ ЧАСТОТАМИ В ИНТЕРВАЛЕ ОТ 0.1 ДО 0.8 ТГц, Доклад на V Всероссийской микроволновой конференции, Москва, 2017, с. 104-108.
3. Arzhannikov A.V., Bobylev V.B., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Tarasov A.V., Generation and transform. of 0.4MJ ribbon beam at the U-2 device, XVI Intern. Symp. on Discharges and Electr. Insulation in Vacuum, May 1994, Moscow-St.Peterburg, Proceedings, p.392-395.
4. A.V. Arzhannikov, P.V. Kalinin, S.A. Kuznetsov et al., USING TWO-DIMENSIONAL DISTRIBUTED FEEDBACK FOR SYNCHRONIZATION OF RADIATION FROM TWO PARALLEL-SHEET ELECTRON BEAMS IN A FREE-ELECTRON MASER, Physical Review Letters. 2016. T. 117. № 11. С. 114801.
5. Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Bobylev V.B. at al., Progress in technology of the microsecond E-beam generated with energy content in the range 100-500 kJ, 9th Inter. Conf. on High-Power Particle Beams, Washington DC, May 1992. Proceedings, Vol. 1, Invited Papers, p. 431-436.
6. Аржанников А.В., Анализ возможностей применения лазерного рассеяния для диагностики пучков МэВных электронов. Препринт ИЯФ 91-102, Новосибирск, 1991.
7. Аржанников А.В., Бурмасов В.С., Кузнецов С.А., Сеницкий С.Л., Спектры лазерного рассеяния на сильноточном РЭП. Сб. "Тезисы докладов 9-е совещание по диагностике высокотемпературной плазмы", Санкт-Петербург, 1997, с.49.
8. Chen S.C. and Marshall T.C. Thomson Backscattering from a Relativistic Electron Beam as a Diagnostic for Parallel Velocity Spread. Phys. Rev. Letters 1984, v.52, N.6, p.425.
9. Абрашитов Ю. И., Койдан В. С, Конюхов В. В. и др. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 4, с. 1324-1337.
10. Ерофеев В.И., Князев Б.А., Лебедев С.В., Чичунов В.В., Об определении углового

- разброса замагниченного РЭП с помощью диамагнитного зонда. Препринт ИЯФ 87-151.
11. Алексин В.Д., Бочаров В.Г., Диагностика плазмы. Сб. статей под ред. Лукьянова С. Ю., вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с 345.
 12. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Лебедев С.В., Чикунов В.В., Щеглов М.А., Эксперименты по исследованию угловых характеристик мощного РЭП микросекундной длительности. Препринт ИЯФ 88-52.
 13. Аржанников А.В., Койдан В.С., Логинов С.В. Определение углового разброса замагниченного релятивистского электронного пучка по его прохождению через микроотверстия. ПТЭ, 1983, № 4, с.36—38.
 14. de Naan P. H., Singh R. N., Hopman H. J., et al. A simple angular distribution analyzer for a relativistic electron beam // J. Phys. E: Sci. Instrum., 1981, Vol. 14, pp.373 - 377.
 15. Стрелков П.С., Шкварунец А.Г., Шунка П., Физика плазмы, 1981, том 7, в. 3, с. 564-572.
 16. Лоза О.Т, Дис. на соиск. ученой степени доктора физ.-мат. наук, Москва, 2004.
 17. A.V. Arzhannikov, M.A. Makarov, D.A. Samtsov et al. AIP Conf. Proc. 1771, 050006 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964200>
 18. А.В. Аржанников, М.А. Макаров, Д.А. Самцов, С.Л. Синицкий, В.Д. Степанов, Методика нахождения углового распределения релятивистских электронов замагниченного пучка из измерений их поглощения в последовательности цилиндрических коллиматоров, Сибирский физический журнал, 2017. Том. 12Б №1, с. 26-41.
 19. Алексин В.Д., Бочаров В.Г., Диагностика плазмы. Сб. статей под ред. Лукьянова С. Ю., вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с 345.
 20. Березин Ю.А., Вшивков Метод частиц в динамике разреженной плазмы – Новосибирск: Наука, 1980.
 21. Таюрский В.А., EMSH – программа расчета прохождения через вещество электронов и фотонов при энергии 10 кэВ – 1 ТэВ. Препринт ИЯФ 89-16.
 22. Kenney, J. F. and Keeping, E. S. "Moving Averages." §14.2 in *Mathematics of Statistics, Pt. 1, 3rd ed.* Princeton, NJ: Van Nostrand, pp. 221-223, 1962.
 23. Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. – Новосибирск: Наука, 1982.
 24. Рютов Д. Д. Об угловых характеристиках электронного пучка, получаемого в бесфольговом диоде. Новосибирск, 1983. (Препр. / СО АН СССР. Ин-т ядерной физики; № 83-146).

25. Аржанников А.В., Синицкий С.Л. Килоамперные электронные пучки для накачки колебаний в вакууме и плазме, Новосибирский государственный университет – Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2016 с. 87-137.
26. Аржанников А.В., Койдан В.С., Микроструктура электронного пучка и вольтамперная характеристика релятивистского диода в сильном магнитном поле. Препринт ИЯФ 80-73.