

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
«ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН»

На правах рукописи

ЛОГАЧЕВ Павел Владимирович

ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ ПУЧКОВ
И КОРОТКИХ ИНТЕНСИВНЫХ СГУСТКОВ
ЭЛЕКТРОНОВ
С GaAs ФОТОКАТОДА.

01.04.20 - физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

НАУЧНЫЕ РУКОВОДИТЕЛИ:
ДИКАНСКИЙ Николай Сергеевич —
доктор физико-математических наук,
профессор, чл.-корр. РАН.
НОВОХАТСКИЙ Александр Васильевич —
кандидат физико-математических наук

НОВОСИБИРСК-1996

Содержание

Введение	4
1 Выбор типа фотокатода и конструкции катодного узла для получения ультрахолодных электронных пучков.	9
2 Ультрахолодные электронные пучки	16
2.1 Введение	16
2.2 Продольная температура и средняя энергия пучка после ускорения . .	18
2.3 Поперечно-продольная релаксация температур	19
2.4 Продольно-продольная релаксация	23
2.5 Адиабатическое ускорение	31
2.6 Расчет зависимости продольной температуры от энергии пучка в процессе адиабатического ускорения	31
3 Эксперименты с ультрахолодными пучками	38
3.1 Описание экспериментальной установки	38
3.2 Измерение продольного энергетического разброса	39
3.3 Эксперименты с оксидным катодом	44
3.3.1 Поперечно-продольная релаксация	44
3.3.2 Продольно-продольная релаксация	46
3.4 Эксперименты с арсенид-галлиевым фотокатодом	49
3.4.1 Влияние многомодового режима работы лазера на энергетический разброс в пучке	49
3.4.2 Энергетический разброс в пучке, полученном с арсенид-галлиевого фотокатода	53
3.5 Заключение	59
4 Получение коротких интенсивных электронных сгустков с арсенид-галлиевого фотокатода.	61
4.1 Выбор типа источника электронов	61
4.2 Важнейшие характеристики арсенид-галлиевого фотокатода	63
4.3 Описание экспериментальной установки.	72
4.4 Метод измерения длительности электронного сгустка в пикосекундном диапазоне времен.	72
4.5 Подготовка фотокатода и результаты экспериментов.	75
4.6 Конструкция прототипа СВЧ фотопушки	82
Заключение	84
А Задача о влиянии пульсаций лазерного излучения на продольный энергетический разброс в замагниченном электронном пучке, полученном с фотокатода.	86

Введение

В настоящее время арсенид-галлиевые фотокатоды используются во многих областях экспериментальной физики, находящихся на переднем крае развития науки и технологии. К числу таких областей безусловно относится физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника. Одним из интересных применений арсенид-галлиевого фотокатода в физике и технике ускорителей является формирование ультрахолодных электронных пучков. Такие пучки характеризуются малостью кинетической энергии теплового движения электронов по сравнению с потенциальной энергией их взаимодействия и могут использоваться в установках с электронным охлаждением для достижения рекордно низких температур в охлаждаемом ионном пучке [1]. Развитие метода электронного охлаждения ионов в накопителе [2] привело к необходимости получения электронных пучков с минимальным энергетическим разбросом. Уменьшение температуры охлаждающего электронного пучка позволяет в определенных случаях не только снизить установившуюся температуру охлаждаемых ионов, но и увеличить декремент охлаждения в области малых разбросов скоростей в ионном пучке [3]. С другой стороны, проведенные на НАП-М эксперименты с глубоко охлажденным протонным пучком [4], а также результаты компьютерного моделирования ультрахолодных ионных пучков [5], открывают новое направление в ускорительной физике - физику кристаллического состояния ионного пучка в накопителе [6, 7, 8, 9]. В этом случае параметр взаимодействия η , определяемый как $\eta = e^2 n^{1/3} / T$, (здесь e - заряд частицы, n - плотность частиц в пучке, T - температура частиц в системе отсчета пучка), может быть существенно больше единицы.

Энергетический спектр эмитируемых арсенид-галлиевым фотокатодом электронов в области очень малых плотностей токов фотоэмиссии изучался многими авторами [10, 11]. Однако, эффективность использования такого фотокатода, как эмиттера холодного электронного пучка, в реальных условиях установки электронного охлаждения, на достаточно больших плотностях токов, нуждалась в экспериментальном подтверждении. Более того, переход от экспериментов по изучению свойств GaAs фотокатода в отдельных чистых камерах к его практическому применению в ускорительных установках потребовал определенного развития технологии приготовления и активации арсенид-галлиевого фотокатода. Данные обстоятельства и послужили основанием для детального экспериментального исследования свойств ультрахолодного электронного пучка, полученного с GaAs фотокатода. Результаты такого исследования, проведенного в 1989 - 1990 годах в ИЯФ СО РАН на модернизированном варианте установки "Модель соленоида", и представлены в этой работе.

Кроме возможности получения достаточно низкой температуры эмитируемых электронов, арсенид-галлиевый фотокатод обладает еще одним важным свойством. Он является на сегодняшний день одним из наиболее эффективных эмиттеров поляризованных электронов, обеспечивая высокую степень спин-поляризации при значительной квантовой эффективности и большой эмиссионной способности. Отмеченные свойства, в сочетании с растущим интересом к использованию поляризованных пучков в физике высоких энергий, делают применение такого фотокатода в источниках электронов действующих и строящихся коллайдеров очень привлекательным.

На протяжении последних трех лет в ИЯФ СО РАН активно ведутся работы по

созданию инжекционного комплекса для ВЭПП-5 (Ф-фабрика, С-ТАУ фабрика). Инжекционный комплекс включает в себя форинжектор - линейный ускоритель электронов и позитронов на 510 МэВ и накопитель-охладитель. Форинжектор состоит, в свою очередь, из 300 МэВ электронного линейного ускорителя, после которого располагается система конверсии электронов в позитроны, и следующего за конверсионной системой линейного ускорителя на 510 МэВ.

С частотой 50 Гц форинжектор производит и ускоряет в режиме одиночного сгустка позитроны, которые накапливаются и охлаждаются в специальном кольце (накопителе-охладителе). В течение одного из каждых пятидесяти выстрелов ускорителя электронный сгусток должен быть ускорен до энергии 510 МэВ и инжектирован в накопитель-охладитель. Оптимальная реализация такого режима работы достигается в случае, когда электронный сгусток имеет примерно такие же начальные параметры при инжекции в 510 МэВ линейный ускоритель, как и рожденные в конвертере позитроны. В этом случае фокусирующая система ускорителя и работа клистронных постов не перестраиваются, что позволяет существенно упростить режим работы форинжектора. Необходимо только убрать конверсионную мишень на момент инжекции электронов. Для осуществления такого режима нужно иметь дополнительный источник электронов, размещаемый перед конверсионной системой и способный формировать интенсивный (более $5 \cdot 10^{10}$ электронов в сгустке), достаточно короткий электронный пучок (20 пс - ширина на полувысоте) на энергии около 3 МэВ. Источник с электронной пушкой на постоянном напряжении требует громоздкой и дорогостоящей системы группирования пучка, которую, из-за отсутствия места, нельзя установить в существующем зале форинжектора. Однако, электронный сгусток с требуемыми начальными параметрами может быть сформирован достаточно компактной СВЧ пушкой с фотокатодом, облучаемым коротким лазерным импульсом. В СВЧ резонаторе можно получить электрические поля высокой напряженности, необходимые для формирования и ускорения до нужной энергии интенсивного сгустка электронов. При этом требуемая СВЧ мощность для возбуждения резонатора составляет незначительную часть мощности питающих линейный ускоритель клистронов.

Эксперименты с СВЧ фотопушками ведутся во многих крупных ускорительных лабораториях мира [12]. Основная масса этих работ связана с получением очень коротких и интенсивных сгустков электронов с поверхности металлических и мультищелочных фотокатодов. Такие источники, имеющие большую яркость, требуются для лазеров на свободных электронах и в некоторых других приложениях, где нужны интенсивные электронные сгустки с достаточно малым эмиттансом [13].

Обладая значительной эмиссионной способностью, арсенид-галлиевый фотокатод дает высокую спиновую поляризацию эмитируемых электронов, однако, для своей продолжительной работы требует очень хороших вакуумных условий, которые не просто обеспечить в ускоряющем СВЧ резонаторе. Отсутствие экспериментального подтверждения возможности долговременной эксплуатации арсенид-галлиевого фотокатода в таком резонаторе, при больших плотностях тока эмиссии, является на сегодняшний день основным препятствием на пути применения указанного фотокатода в высокочастотных фотопушках.

Более того, возможный возврат на поверхность катода в СВЧ фотопушке ин-

тенсивного электронного сгустка будет способствовать разрушению активирующего слоя. Недопустимость такого возврата ограничивает максимальную для данной частоты ускоряющего резонатора длительность фотоэмиссии на уровне четверти периода ускоряющего СВЧ поля. В пикосекундном диапазоне времен эта длительность может определяться не столько длительностью лазерного импульса, сколько характерным временем диффузии фотоэлектронов из глубины кристалла к поверхности. Для достаточно толстого арсенид-галлиевого фотокатода время такой диффузии может превышать половину периода ВЧ ускоряющего резонатора на 3 ГГц. Тем не менее существуют способы уменьшения времени диффузии до приемлемой величины, однако в области большой плотности тока фотоэмиссии они требуют экспериментальной проверки.

Успешная работа источника поляризованных электронов с арсенид-галлиевым фотокатодом на Стенфордском линейном ускорителе открыла широкие перспективы для использования такого катода в ускорительной технике [14]. Однако импульсная плотность тока Стенфордского источника, основанного на пушке с постоянным напряжением, не превышает 4 А/см^2 , что по крайней мере в 50 раз меньше требуемой плотности тока для СВЧ фотопушки.

Все сказанное выше и явилось основанием для начала работ над созданием прототипа высокоинтенсивного источника поляризованных электронов на основе СВЧ фотопушки с арсенид-галлиевым фотокатодом для строящегося в ИЯФ СО РАН инжекционного комплекса ВЭПП-5. Первым шагом в этом направлении стал эксперимент по изучению возможности получения коротких интенсивных электронных сгустков с арсенид-галлиевого фотокатода, представленный в данной работе.

Цель проделанной работы заключалась в экспериментальном исследовании возможности формирования ультрахолодных пучков и коротких интенсивных сгустков электронов с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода, а также в отработке элементов технологии применения такого фотокатода как в системах электронного охлаждения, так и в СВЧ фотопушках.

В начале первой части данной работы рассмотрены основные физические процессы, определяющие первоначальный энергетический разброс эмитируемых фотокатодом электронов. Отмечены основные преимущества катодов с отрицательным электронным сродством, в смысле моноэнергетичности эмитируемых электронов, над другими типами фотокатодов. Далее сформулированы основные требования к катодному узлу, содержащему арсенид-галлиевый фотокатод, и представлена конструкция такого узла. В конце первой части описаны процессы подготовки, регенерации и активации арсенид-галлиевого фотокатода, а также приведены результаты измерений его важнейших параметров.

Вторая часть посвящена ультрахолодным электронным пучкам. Здесь представлена картина исследуемого физического явления и приведен вывод основных зависимостей, описывающих экспериментальные результаты. Во введении кратко обозначены развитые на сегодняшний день подходы к аналитическому исследованию свойств ультрахолодных пучков с кулоновским взаимодействием частиц. Здесь же перечислены основные процессы внутрипучкового рассеяния, определяющие эффективную температуру электронного пучка, а также основные методы формирования электронного пучка с минимальным энергетическим разбросом. Первый пункт по-

священ определению продольной температуры и средней энергии пучка сразу после ускорения в электронной пушке. Во втором пункте приводятся результаты аналитического рассмотрения процесса поперечно-продольной релаксации температур в электронном пучке без сопровождающего магнитного поля. Здесь же обсуждаются условия подавления процесса поперечно-продольной релаксации температур сильным сопровождающим магнитным полем, и обосновывается полу-эмпирическая зависимость скорости такой релаксации от величины сопровождающего пучок магнитного поля. Третий пункт описывает процесс продольно-продольной релаксации. В том же пункте приводится простая модель этого явления, а также результаты численного моделирования продольно-продольной релаксации, позволяющие уточнить аналитическую модель. Завершает третий пункт сравнение характерных времен продольно-продольной релаксации, полученных в эксперименте и при численном моделировании. В четвертом пункте рассматривается специальный метод ускорения электронов (адиабатическое или медленное ускорение), позволяющий при определенных условиях существенно уменьшить вклад продольно-продольной релаксации в эффективную температуру электронного пучка. Тут же изложена простая физическая модель, позволяющая легко и достаточно точно оценивать величину продольной температуры в электронном пучке после его адиабатического ускорения до определенной энергии.

В третьей части представлены результаты экспериментов по получению ультрахолодных электронных пучков на модифицированном варианте установки "Модель соленоида" с использованием как оксидного термокатода, так и арсенид-галлиевого фотокатода при различных режимах ускорения пучка. Первый пункт третьей части посвящен описанию экспериментальной установки, второй - методике измерения продольной температуры пучка. В третьем пункте приводятся результаты экспериментов с оксидным термокатодом. Первый подпункт содержит экспериментальное исследование процесса поперечно-продольной релаксации температур и результаты подгонки полу-эмпирической зависимости к данным эксперимента. Второй подпункт объединяет эксперименты по непосредственному наблюдению продольно-продольной релаксации. Здесь же представлено измерение характерного времени продольно-продольной релаксации. Далее наглядно продемонстрирован эффект уменьшения продольной температуры при ускорении в два этапа с промежуточной температурной релаксацией. В конце подпункта приведены зависимости продольной температуры от тока пучка для различных энергий и режимов ускорения. Четвертый пункт включает в себя описание экспериментов с арсенид-галлиевым фотокатодом. В первом подпункте описывается влияние частотно-многомодового режима работы лазера на продольный энергетический разброс в электронном пучке. Во втором подпункте приводятся результаты измерений продольного энергетического разброса в электронном пучке, полученном с арсенид-галлиевого фотокатода, в зависимости от температуры катода и длины волны одномодового лазера. Далее представлены экспериментальные зависимости продольного энергетического разброса в электронном пучке от тока пучка при различных режимах ускорения. Приведены сравнительные экспериментальные зависимости продольного энергетического разброса в пучке, полученном с оксидного термокатода и с арсенид-галлиевого фотокатода. В заключении третьей части (пункт пятый) выделены практические рекомендации, которые необходимо учитывать при формировании ультрахолодных пучков.

Четвертая часть определяет возможности получения коротких интенсивных сгустков электронов с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода. Первый пункт содержит обоснование выбора типа источника (СВЧ фотопушка) и эмиттера электронов (арсенид-галлиевый фотокатод). Во втором пункте приводятся важные для данной задачи характеристики арсенид-галлиевого фотокатода: квантовая эффективность, время диффузии фотоэлектронов и спиновая поляризация эмитируемого пучка. В конце данного пункта формулируются требования к лазерной системе, с точки зрения минимизации времени диффузии при достаточной для работы квантовой эффективности, и сохранения высокой степени спиновой поляризации. Далее следует описание экспериментов по получению короткого интенсивного сгустка электронов с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода. Третий пункт содержит описание экспериментальной установки. В четвертом излагается метод измерения длительности электронного сгустка посредством круговой развертки магнитным полем СВЧ резонатора. Пятый пункт посвящен процессу подготовки фотокатода к работе, и важнейшим результатам измерений: максимальная импульсная плотность тока, длительность сгустка, время жизни. Шестой пункт содержит краткое описание конструкции и основных параметров прототипа СВЧ фотопушки с арсенид-галлиевым фотокатодом, выбранных с учетом полученного в результате проделанной работы опыта.

В заключении приводятся основные результаты и выводы из проделанной работы.

1 Выбор типа фотокатода и конструкции катодного узла для получения ультрахолодных электронных пучков.

Снижение начальной температуры электронного пучка является достаточно эффективным подходом в формировании ультрахолодных пучков. Строго говоря, начальная температура электронов вблизи катода полностью определяет энергетический разброс в пучке лишь в приближении невзаимодействующих электронов (оптика пушки считается идеальной и не увеличивает разброса поперечных скоростей). Такое приближение будет оправдано либо на очень малых временах, сравнимых со временем ускорения пучка в пушке, работающей в режиме пространственного заряда, либо при достаточно малой плотности пучка, когда пушка работает в режиме глубокого ограничения по току эмиссии. В большинстве практически интересных случаев, например для установок с электронным охлаждением, плотность электронного пучка такова, что процессы внутрипучкового рассеяния в основном и определяют эффективную температуру электронов. Однако скорость этих процессов, а также установившаяся по их окончании эффективная температура в непрерывном пучке существенно зависят от начальной температуры эмитируемых катодом электронов.

Температура эмитирующей поверхности наиболее широко используемых термоэмиссионных катодов превышает $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Соответственно, минимальный энергетический разброс в эмитируемом ими пучке не может быть меньше 100 мэВ . В этом смысле для формирования ультрахолодных электронных пучков наиболее подходящими будут катоды, способные эмитировать в наиболее холодном состоянии. К такому классу эмиттеров безусловно относятся фотокатоды.

Процесс фотоэмиссии с поверхности фотокатода, традиционно разделяют на три стадии [15]: первая - поглощение фотона и образование фотоэлектрона, вторая - выход фотоэлектрона из глубины катода к его поверхности, третья - эмиссия фотоэлектрона, включающая прохождение через приповерхностный слой и выход в вакуум. Необходимым условием эмиссии электрона является превышение его энергии над уровнем энергии вакуума $E_{\text{вак}}$ (см. рис. 1). Это условие реализуется, если энергия поглощаемых фотонов превышает работу выхода материала.

В металлах электрон-электронные столкновения на протяжении второй стадии фотоэмиссии приводят к значительным потерям энергии фотоэлектронами, которые заселяют все свободные нижележащие уровни, вплоть до уровня Ферми. В итоге, лишь небольшая часть фотоэлектронов имеет достаточную энергию, чтобы выйти в вакуум. Именно это и является одной из причин низкой (на уровне 10^{-5}) квантовой эффективности металлических фотокатодов. Квантовой эффективностью обычно называют отношение числа эмитируемых электронов к числу падающих на поверхность фотокатода фотонов. Если поднять энергию фотонов до уровня, значительно превосходящего работу выхода, то можно увеличить квантовую эффективность, однако при этом значительно увеличится энергетический разброс в эмитируемом пучке, он может достигать разницы энергии фотона и работы выхода. Именно это обстоятельство не позволяет использовать металлические фотокатоды в качестве эффективных эмиттеров ультрахолодных пучков.

В полупроводниках наличие запрещенной зоны часто дает возможность избежать столкновений фотоэлектронов с электронами валентной зоны. Такие столкновения приводят к значительным потерям энергии фотоэлектронами и выводят их из процесса эмиссии. Запрещенная зона в полупроводнике играет в этом смысле роль естественного энергетического барьера на пути теряющих энергию фотоэлектронов. Если выбрать энергию фотонов на уровне, слегка превосходящем энергетическую ширину запрещенной зоны, то энергетическое распределение фотоэлектронов по завершении процесса термализации будет соответствовать тепловому распределению электронов вблизи дна зоны проводимости. Энергетическая ширина такого распределения определяется температурой решетки. Обычно, термализованные электроны, находящиеся вблизи дна зоны проводимости, не имеют достаточной для выхода в вакуум энергии. Однако, у сильно легированного акцепторной примесью (с концентрацией около 10^{19} см^{-3}) арсенид-галлиевого фотокатода, на эмитирующую поверхность которого нанесено активирующее покрытие из цезия и кислорода, энергетический уровень вакуума может располагаться ниже уровня дна зоны проводимости в глубине кристалла. Такое состояние фотокатода принято называть состоянием с отрицательным электронным средством (ОЭС). К сожалению, активирующее покрытие не является долговечным, и время его жизни сильно зависит от вакуумных условий. Однако, развитие технологии приготовления и активации арсенид-галлиевого фотокатода совместно с развитием сверхвысоковакуумной техники, позволили широкому кругу исследователей успешно работать с таким фотокатодом. Энергетические уровни дна зоны проводимости и потолка валентной зоны как функции расстояния от поверхности схематически изображены на рис. 1 для GaAs фотокатода, находящегося в состоянии отрицательного электронного средства. Здесь же схематически представлены функции распределения электронов по энергии, соответствующие различным значениям электронного средства E_c .

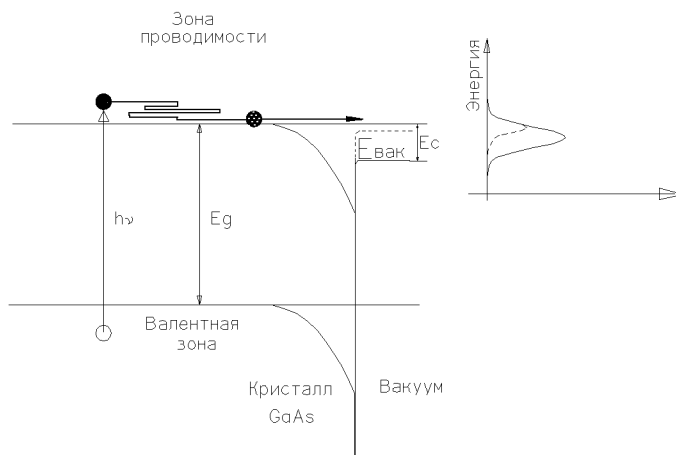


Рис. 1: Схематическое представление энергетических уровней дна зоны проводимости и потолка валентной зоны при переходе из глубины кристалла GaAs через активированную поверхность в вакуум (слева направо). Двум положениям энергетического уровня вакуума соответствуют различные функции распределения эмитируемых электронов по энергии.

Факторы, влияющие на энергетическую ширину и форму функции распределения электронов, были проанализированы в работе [16]. Как видно из рис. 1, для малых величин отрицательного электронного сродства, уровень энергии вакуума ограничивает энергетический разброс эмитируемых электронов снизу. Роль верхней границы играет максимум из двух величин: ширины энергетического распределения электронов вблизи дна зоны проводимости, и разницы энергии фотона и энергетической ширины запрещенной зоны. В результате, при близком к нулю ОЭС, возможна эмиссия достаточно моноэнергетического пучка электронов с характерной энергетической шириной, соответствующей температуре кристаллической решетки фотокатода [10].

Поскольку глубина поглощения фотонов (около 1 мкм для длин волн в районе 800 нм) [17] в кристалле GaAs значительно превосходит длину свободного пробега (30 нм) по основным (электрон-фононным столкновениям) [18], а время жизни фотоэлектрона в зоне проводимости достаточно велико (около 3 нс) [19], то подавляющая часть фотоэлектронов успевает термализоваться прежде, чем подойдет диффузным образом к поверхности. В таком случае, если энергия фотона незначительно превышает ширину запрещенной зоны, вкладом нетермализованных электронов в функцию распределения по энергии можно пренебречь. Действительно, принимая во внимание среднюю величину потерь энергии фотоэлектроном на одно столкновение с фононом решетки ($\Delta E_{\text{ст.}} \simeq 30$ мэВ) [16], среднее число столкновений, необходимых для полной термализации, может быть оценено следующим образом:

$$N_{\text{терм.}} = \frac{(h\nu - E_g)}{\Delta E_{\text{ст.}}} = \frac{170}{30} \simeq 5.7, \quad (1)$$

здесь $h\nu = 1.6$ эВ - максимальная энергия фотона для представленных в этой работе экспериментов, $E_g = 1.43$ эВ - энергетическая ширина запрещенной зоны применявшегося фотокатода. С другой стороны, для среднего числа столкновений на протяжении времени жизни фотоэлектрона в зоне проводимости ($\tau_e \simeq 2.7$ нс) [19] получим:

$$N_{\text{ст.}} = \tau_e \nu_{\text{ст.}} \simeq 8.1 \cdot 10^3, \quad (2)$$

где $\nu_{\text{ст.}} \simeq 3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ - средняя частота столкновений при комнатной температуре [18]. Сравнение (1) и (2) дает $N_{\text{ст.}} \gg N_{\text{терм.}}$. В таком случае можно пренебречь вкладом нетермализованных фотоэлектронов в энергетическую ширину функции распределения эмитируемых электронов. Подтверждением этих представлений можно считать экспериментально полученное в данной работе отсутствие зависимости продольного энергетического разброса в эмитируемом пучке от длины волны лазерного излучения (см. рис. 24).

Увеличение отрицательного электронного сродства лишь увеличивает энергетический разброс эмитируемых электронов [16]. Этот эффект связан с наличием большого числа поверхностных электронных состояний, занимающих всю область энергий от уровня дна зоны проводимости в глубине кристалла до уровня энергии вакуума. В результате, фотоэлектроны, эмитируемые в вакуум из различных поверхностных состояний, имеют энергетический разброс, соответствующий величине отрицательного электронного сродства. Исходя из сказанного выше, можно заключить, что идеальным фотоэмиттером ультрахолодного электронного пучка является катод, имеющий

нулевое электронное сродство, минимально возможную температуру решетки и малое время термализации фотоэлектронов в сравнении со временем их диффузии к эмитирующей поверхности. Всеми этими свойствами как раз и обладает GaAs фотокатод, находящийся в состоянии с близким к нулю отрицательным электронным сродством, и освещаемый фотонами, энергия которых слегка превосходит ширину запрещенной зоны. Такой фотокатод нормально работает по крайней мере при температуре жидкого азота, что позволяет дополнительно уменьшить энергетический разброс эмитируемых электронов. Характерная квантовая эффективность GaAs фотокатода при малом отрицательном электронном сродстве находится на уровне одного процента. Это соответствует 150 мВт мощности лазера для длины волны 800 нм на 1 мА фототока с катода. Величину отрицательного электронного сродства фотокатода можно оценить, измеряя ширину функции распределения эмитируемых электронов по энергии. Как показали эксперименты [10], в процессе старения активирующего слоя энергетический уровень вакуума поднимается, уменьшая величину отрицательного электронного сродства. При этом соответственно уменьшается энергетический разброс эмитируемых электронов, однако квантовая эффективность меняется слабо до тех пор, пока электронное сродство не станет положительным. При положительном сродстве квантовая эффективность начинает резко уменьшаться с увеличением уровня энергии вакуума. Ширина области резкого спада квантовой эффективности определяется температурой термализованных вблизи дна зоны проводимости фотоэлектронов. По началу резкого спада зависимости квантовой эффективности от ширины энергетического разброса эмитируемых электронов можно фиксировать момент нулевого электронного сродства. Опускать уровень энергии вакуума в некоторых пределах можно дополнительным цезированием, поднимать - напуском кислорода. Здесь нужно помнить, что указанные операции далеко не всегда являются эффективными и обратимыми, и их результат сильно зависит от состояния фотокатода и технологии его приготовления.

В соответствии с приведенными выше соображениями, катодный узел должен обеспечивать полный технологический цикл регенерации поверхности и последующей активации фотокатода, а также дальнейшее его захолаживание до температуры жидкого азота. Катод и прикатодный электрод были изолированы от корпуса установки, чтобы обеспечить подачу на них отрицательного напряжения до 3 кВ. На рис. 2 представлена конструкция катодного узла, полностью удовлетворяющая выше перечисленным требованиям.

Как известно, фотокатоды могут работать на просвет, либо на отражение. При работе на просвет несколько упрощается ввод лазерного луча. Однако, сложности, связанные с изготовлением и эксплуатацией тонкого фотокатода (глубина поглощения излучения около 1 мкм), превышают те преимущества, которые дает работа на просвет. Поэтому в качестве фотокатода был выбран достаточно дешевый и распространенный кристалл арсенида-галлия толщиной 450 мкм (работа на отражение), легированный цинком с концентрацией 10^{19} см⁻³, имеющий ориентацию поверхности (100), произведенный английской фирмой "MCP Wafer Technology Limited". Перед помещением в катодный узел кристалл промывался в чистом ацетоне (концентрация примесей не более 0.001%). В конце процесса прогрева установки при температуре вакуумной камеры 250 градусов Цельсия и вакууме 10^{-6} торр кристалл прогревался

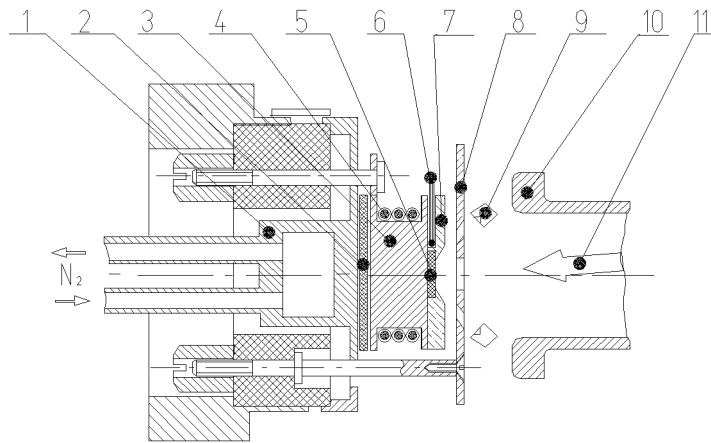


Рис. 2: Катодный узел: 1 - емкость для жидкого азота, 2 - керамический диск, 3 - молибденовое основание для арсенид-галлиевого фотокатода, 4 - нагреватель, 5 - кристалл GaAs, 7 - молибденовый прикатодный электрод, 6 - термопара, 8 - первый анод, 9 - цезиевый испаритель, 10 - первый электрод ускоряющей структуры, 11 - луч лазера.

собственным нагревателем ((4) см. рис. 2) до 400 градусов. Температура кристалла контролировалась термопарой (6). После прогрева вакуум в установке устанавливался на уровне 10^{-9} торр. Недалеко от катодного узла располагались два модуля нераспыляемых гетерных насосов, производительностью 500 л/с каждый. После активирующего прогрева гетеров вакуум в установке опускался до уровня $5 \cdot 10^{-11}$ торр. Перед первой активацией проводился нагрев фотокатода до температуры 640 градусов Цельсия. Подъем и сброс температуры кристалла проводился достаточно медленно, чтобы уменьшить механические напряжения в прикатодном узле. Вся процедура прогрева длилась около часа, при этом на максимальной температуре кристалл выдерживался несколько минут. Такой прогрев позволял очистить поверхность от загрязнений и регенерировать ее структуру. Нужно отметить, что нагрев кристалла до температур, превосходящих 640 градусов, ведет к интенсивному испарению мышьяка и разрушению поверхности фотокатода. В этом смысле нагреватель должен обеспечивать достаточно равномерный (с точностью до нескольких градусов) прогрев рабочей поверхности кристалла.

Необходимые для активации пары цезия производились с помощью цезиевого испарителя ((9) см. рис. 2) производства компании 'SEAS Getters'. Испаритель представляет из себя металлический тигель с помещенной вовнутрь специальной керамикой, выделяющей при нагреве пары цезия. Нагрев производился пропуском тока через корпус испарителя, что позволяло регулировать давление паров цезия на уровне 10^{-11} торр. Кислород высокой степени чистоты (99.999%), также необходимый при активации, подавался через сверхвысоковакуумный натекаль, который позволял регулировать давление кислорода на уровне 10^{-11} торр. Важно отметить, что в процессе прогрева установки, перед прогревом кристалла, цезиевый испаритель прогревался до номинальной температуры и обезгаживался в течение нескольких минут.

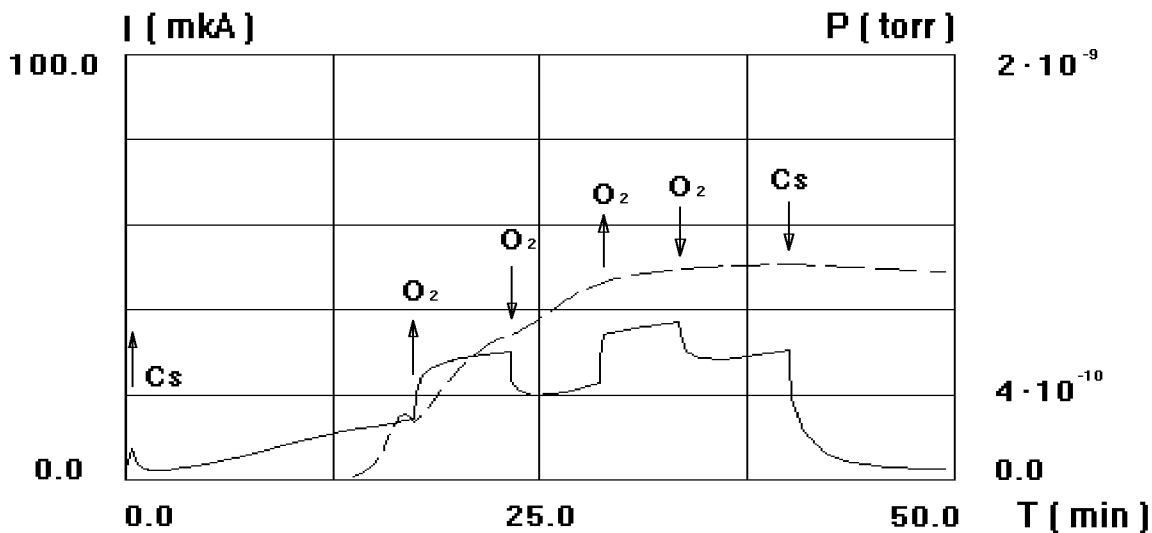


Рис. 3: Зависимость фототока (пунктирная линия) и вакуума (сплошная) от времени в процессе активации арсенид-галлиевого фотокатода. Стрелка вверх обозначает момент начала подачи в вакуумный объем кислорода или включения тока через цезиевый испаритель, стрелка вниз - момент прекращения подачи кислорода или выключения тока через испаритель.

Процесс активации фотокатода заключался в нанесении на его поверхность цезия и кислорода и проходил по сценарию, близкому к наиболее широко распространенному [20]. Типичная зависимость вакуума и фототока от времени в процессе активации приведена на рис. 3.

По прошествии 10-15 мин. после включения тока через цезиевый испаритель появлялся фототок (фотокатод освещался гелий-неоновым лазером мощностью 15 мВт). По достижении максимума фототока, подавался кислород, фототок опять начинал расти, при достижении следующего максимума кислород закрывался. Такая процедура повторялась два, три раза. Дальнейшее ее продолжение вело лишь к уменьшению фототока, что вероятно связано с существованием оптимальной толщины активирующего слоя [21]. По окончании активации проводилось измерение квантовой эффективности на длине волны излучения близкой к 800 нм, для чего использовался одномодовый титан-сапфировый лазер с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 777-860 нм и мощностью 450 мВт. Сразу после активации квантовая эффективность находилась на уровне 1%, а характерное время жизни составляло 30-40 часов.

Вообще, для активации желательно использовать наиболее коротковолновый и мощный из имеющихся в наличии лазеров, поскольку это дает возможность наблюдать динамику изменения фототока при большем положительном электронном средстве. Чистая поверхность используемого в представляемых экспериментах фотокатода имеет положительное электронное средство на уровне 4 эВ, которое в процессе активации уменьшается и становится отрицательным. Коротковолновый и достаточно мощный лазер особенно помогает при первых активациях, когда определяется оптимальный режим прогрева фотокатода. Дело в том, что в нашем случае термопара не находилась в непосредственном тепловом контакте с кристаллом арсенида-галлия

и ее показания несколько превышали реальную температуру поверхности фотокатода. Нужная температура прогрева кристалла подбиралась по эффекту. Сначала она выбиралась заведомо ниже необходимой, затем с каждым последующим прогревом увеличивалась градусов на 5. После каждого такого прогрева начиналась тестовая активация, в течение которой фиксировался момент появления фототока (при освещении катода более коротковолновым и мощным лазером фототок появляется значительно раньше и по величине квантовой эффективности можно судить о состоянии катода). Номинальная температура прогрева кристалла фиксировалась по достижению номинальной квантовой эффективности (несколько процентов) на рабочей длине волны в ходе следующей за прогревом активации.

Часто для измерения фототока в процессе активации используют близко расположенный к катоду коллектор электронов. Падающие на коллектор электроны вызывают значительную газовую десорбцию с его поверхности, что приводит к быстрому изменению свойств активирующего слоя фотокатода и падению квантовой эффективности. Следует подчеркнуть, что в данном случае активации проводились в сильном магнитном поле, сопровождающем электронный пучок до коллектора, расположенного далеко от катодного узла. В результате, ухудшение вакуума вблизи коллектора за счет десорбции газа под действием пучка не влияло на фотокатод и в процессе активации, и при нормальной работе с пучком.

Как показали многочисленные исследования [20, 22, 10, 16], состояние активирующего слоя определяет величину отрицательного электронного сродства фотокатода. Для достижения минимального энергетического разброса в пучке нужно иметь очень близкую к нулю величину ОЭС. Представленные в данной работе эксперименты проводились по прошествии более чем двух часов после активации, когда квантовая эффективность была чуть меньше процента. В этом случае измеренная энергетическая ширина распределения эмитируемых электронов составляла 28 мэВ, температура катода - 12 мэВ, из чего можно заключить, что разность приведенных величин и дает оценку для величины ОЭС - 16 мэВ. Добавляя на поверхность фотокатода, в зависимости от ситуации, цезий или кислород можно менять величину ОЭС, и регулировать тем самым энергетическую ширину функции распределения эмитируемых электронов.

Обычно первая после регенерационного прогрева поверхности фотокатода активация давала наилучшую квантовую эффективность - около 0.03 (для 800 нм). С каждой последующей активацией максимально достижимая квантовая эффективность несколько падала, и регенерационный прогрев поверхности фотокатода производился, если максимальная квантовая эффективность становилась меньше 0.005 (для 800 нм). Количество активаций между последующими прогревами катода зависело от вакуумных условий и обычно находилось в пределах 3 - 5. Данный фотокатод эксплуатировался на протяжении всего времени проведения экспериментов (7 месяцев) и выдержал около 20 прогревов, не ухудшив при этом значительно своих характеристик.

2 Ультрахолодные электронные пучки

2.1 Введение

Развитие метода электронного охлаждения, предложенного Будкером [2], привело к необходимости получения электронных пучков с минимальным энергетическим разбросом. Уменьшение температуры охлаждающего электронного пучка позволяет не только снизить установившуюся температуру охлаждаемых ионов, но и увеличить декремент охлаждения в области малых разбросов скоростей в ионном пучке [3]. С другой стороны, проведенные на НАП-М [4] эксперименты с глубоко охлажденным протонным пучком, а также результаты компьютерного моделирования ультрахолодных ионных пучков [5], открывают новое направление в ускорительной физике - физику ультрахолодных пучков [6, 7, 8, 9]. Такие пучки характеризуются малостью средней кинетической энергии теплового движения частиц в пучке по сравнению со средней потенциальной энергией взаимодействия этих частиц между собой. В этом случае, параметр взаимодействия η , определяемый как $\eta = e^2 n^{1/3} / T$, здесь e - заряд электрона, n - плотность электронов в пучке, T - температура электронов, будет больше единицы.

Изменение функции распределения частиц в плазме $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ описывается кинетическим уравнением Больцмана, для однокомпонентной плазмы оно принимает вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st}, \quad (3)$$

где $\mathbf{r}, \mathbf{p}, \mathbf{v}$ - координата, импульс и скорость частиц соответственно, \mathbf{F} - сумма макроскопических сил, действующих на частицы в данное время в данной точке пространства. Правая часть уравнения (3) учитывает взаимную корреляцию в движении частиц, связанную с их взаимодействием, и называется интегралом столкновений. При этом в первом порядке по параметру взаимодействия η учитываются лишь парные взаимодействия частиц; слагаемые более высокого порядка учитывают тройные, четверные и т. д. столкновения. Важно отметить, что корректный учет поправок от столкновений более чем двух частиц возможен лишь при $\eta \ll 1$, когда применима теория возмущений.

В горячей плазме, где параметр η достаточно мал, можно ограничиться учетом лишь парных столкновений. Именно это приближение и лежит в основе наиболее часто применяемых формул, описывающих поведение однокомпонентной электронной плазмы. Более того, малость параметра η дважды явно используется при вычислении интеграла парных упругих столкновений частиц с кулоновским взаимодействием, называемого интегралом столкновений Ландау. Первый раз, когда для вычисления вероятности рассеяния двух частиц используется борновское приближение теории возмущений, второй, когда выбирается верхний предел по волновому вектору в кулоновском логарифме.

В обратном предельном случае, если параметр взаимодействия η много больше единицы и состояние пучка близко к кристаллическому, возможно описание такого состояния на основании модели идеального газа фононов. Такую кристаллизацию в однокомпонентной плазме с равномерным компенсирующим фоном называют вигнеровской, и, как правило, плотность в охлаждающем электронном пучке такова, что

уровень энергетического порога кристаллизации значительно превосходит уровень энергии Ферми. Данное обстоятельство позволяет применять статистику Больцмана. Возможен также учет слабой неидеальности газа фононов, связанной с ангармоничностью малых колебаний кристаллической решетки [23]. Но опять же, такое рассмотрение опирается на методы теории возмущений и требует выполнения условия $\eta \gg 1$.

Для промежуточной области значений параметра $\eta \simeq 1$, строгое аналитическое рассмотрение свойств электронного пучка как однокомпонентной электронной плазмы затруднено, а именно в этой области и проводилось большинство из представленных в данной работе экспериментов. В такой плазме вклад во флуктуационное взаимодействие, связанный с одновременным взаимодействием многих, в том числе и достаточно удаленных частиц, оказывается более существенным, чем отдельные сближения частиц (парные столкновения). Поэтому в однокомпонентной электронной плазме при $\eta \simeq 1$ понятие столкновения имеет условный смысл и для описания флуктуационного взаимодействия более удобна непрерывная модель, рассматривающая такое взаимодействие не как дискретный процесс парных столкновений, а как непрерывно действующую кулоновскую силу. Именно в рамках такой модели и было проведено представленное ниже численное моделирование происходящих в электронной плазме процессов при $\eta \simeq 1$.

В отсутствии внутрипучкового рассеяния ускорение электронов в пушке до энергии W сопровождается значительным уменьшением эффективной продольной температуры T_{\parallel} . В системе отсчета пучка $T_{\parallel} = T_K^2/2W$, где T_K - температура катода. В то же время поперечная температура электронов остается практически неизменной ($T_{\perp} = T_K$), если приобретаемый в пушке разброс поперечных скоростей достаточно мал [24]. В сильном сопровождающем магнитном поле поперечное движение электронов замагничено. При этом ларморовский радиус становится существенно меньше не только среднего межчастичного расстояния, но и среднего минимального расстояния сближения электронов при данной продольной температуре. В таких условиях поперечная степень свободы практически исключается из кинетики столкновений, а эффективная температура электронного пучка определяется продольной температурой. Ее величина может быть очень мала: так при $W = 500$ эВ и $T_K = 0.1$ эВ $T_{\parallel} = 10^{-5}$ эВ ≈ 0.1 К. Однако, для длинных участков охлаждения и при значительной плотности электронов внутрипучковое рассеяние даже в достаточно сильном сопровождающем магнитном поле приводит к увеличению продольной температуры. Здесь можно выделить два эффекта: выравнивание поперечной и продольной температур - поперечно-продольная релаксация (эффект Бурша) [25] и увеличение продольной температуры за счет рассеяния электронов в случайных электростатических полях, обусловленных тепловыми флуктуациями в пучке - продольно-продольная релаксация [26].

Как показали экспериментальные исследования [1], поперечно-продольная релаксация может быть существенно подавлена либо увеличением сопровождающего пучок магнитного поля, либо уменьшением поперечной температуры, в то время как возможности подавления продольно-продольной релаксации сильно ограничены. Для электронных пучков малой плотности эффективным методом борьбы с продольно-продольной релаксацией может служить медленное (адиабатическое) ускорение [1,

27].

Применение фотокаатода как источника электронов позволяет получать электронные пучки с предельно низкими температурами [11], и дает некоторые преимущества по сравнению с термокатодом при использовании адиабатического ускорения [1]. Температура эмитируемых оксидным термокатодом электронов определяется температурой поверхности катода ($\simeq 0.1$ эВ), охлажденный до азотной температуры фотоэмиттер (GaAs активированный до состояния близкого к нулю отрицательного электронного сродства [20]) дает продольный энергетический разброс эмитируемых электронов на уровне 0.03 эВ, при этом поперечный разброс практически совпадает с продольным [11]. Эти результаты были получены при освещении арсенид-галлиевого фотокаатода светом с длиной волны 800 нм. Как будет показано ниже, относительно низкая поперечная температура эмитируемых арсенид-галлиевым фотокатодом электронов существенно замедляет поперечно-продольную релаксацию, что позволяет либо снизить сопровождающее магнитное поле, либо увеличить длину участка охлаждения. В этом смысле, повышение эффективности электронного охлаждения связано с понижением как продольной, так и поперечной температуры электронов.

В данной части представлены достаточно простые физические модели процесса продольно-продольной релаксации и адиабатического ускорения, в сравнении с результатами численного моделирования, а также приведен вывод основных формул, описывающих экспериментальные результаты.

2.2 Продольная температура и средняя энергия пучка после ускорения

Ускорение электронного пучка в пушке, работающей в режиме пространственного заряда, уже происходит достаточно быстро по сравнению со временем формирования равновесной функции распределения электронов по продольной энергии в пучке. Это утверждение будет обосновано в следующих двух пунктах (см. (47,48), а также (50)). Нужно отметить, что в большинстве представленных в этой работе экспериментов ускорение пучка проводилось в несколько раз быстрее, чем в плоском диоде, работающем в режиме пространственного заряда. Здесь и далее ускорение, характерное время осуществления которого мало по сравнению со временем формирования равновесной функции распределения частиц в пучке, будет называться быстрым. В такой ситуации продольная температура сразу после быстрого ускорения определяется следующим образом. Функция распределения эмитируемых термокатодом электронов по продольной энергии берется в виде:

$$f(\mathcal{E}) = \frac{e^{-\frac{\mathcal{E}}{T_K}}}{T_K}, \quad (4)$$

и считается неизменной сразу после быстрого ускорения пучка до энергии W : $f_I(\mathcal{E}) = f(\mathcal{E} - W)$, \mathcal{E} - продольная энергия электрона, T_K - температура поверхности катода, тогда продольная температура электронов в системе отсчета пучка T_{\parallel} есть:

$$\frac{T_{\parallel}}{2} = \frac{m\delta V_{\parallel}^2}{2}, \quad (5)$$

где

$$\delta V_{\parallel}^2 = \langle \Delta V_{\parallel}^2 \rangle - \langle \Delta V_{\parallel} \rangle^2, \quad (6)$$

$$\Delta V_{\parallel} = \sqrt{\frac{2(W + \Delta\mathcal{E})}{m}} - \sqrt{\frac{2W}{m}} \simeq \frac{\Delta\mathcal{E}}{\sqrt{2Wm}}, \quad (7)$$

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E} - \mathcal{W},$$

$$\Delta\mathcal{E} \ll \mathcal{W}$$

После усреднения (8) для функции распределения (4) получим:

$$\langle \Delta V_{\parallel}^2 \rangle = \frac{\langle \Delta\mathcal{E}^2 \rangle}{2Wm} = \frac{T_K^2}{Wm}$$

$$\langle \Delta V_{\parallel} \rangle^2 = \frac{\langle \Delta\mathcal{E} \rangle^2}{2Wm} = \frac{T_K^2}{2Wm} \quad (8)$$

Необходимо подчеркнуть, что функция распределения (4) не является термодинамически равновесной и симметричной, поэтому при усреднении в (8) вычислялись интегралы по $\Delta\mathcal{E}$ от 0 до ∞ . Подставляя результат (8) в (6), а затем в (5), окончательно для продольной температуры в системе отсчета пучка сразу после быстрого ускорения получим:

$$T_{\parallel} = \frac{T_K^2}{2W} \quad (9)$$

Другим важным параметром пучка является его средняя продольная энергия, величина которой зависит от потенциала, температуры катода и тока пучка. В процессе быстрого ускорения форма функции распределения электронов (см.(4)) не успевает существенно измениться, тогда средняя энергия пучка после ускорения запишется в виде:

$$\langle \mathcal{E} \rangle = eU_K + \int_{eU_K}^{\infty} \frac{e^{-\frac{(\mathcal{E}-eU_K)}{T_K}}}{T_K} \mathcal{E} d\mathcal{E} = eU_K + T_K. \quad (10)$$

Если пушка работает в режиме пространственного заряда, то наличие виртуального катода увеличивает среднюю энергию пучка на величину [28]:

$$eU_{min} = T_K \ln \left(\frac{j_{\mathcal{E}}}{j} \right), \quad (11)$$

где j - плотность тока пучка, $j_{\mathcal{E}}$ - максимальная плотность тока, соответствующая эмиссионной способности катода. В этом случае для средней продольной энергии пучка получим:

$$\langle \mathcal{E} \rangle = eU_K + T_K \left(1 + \ln \left(\frac{j_{\mathcal{E}}}{j} \right) \right). \quad (12)$$

2.3 Поперечно-продольная релаксация температур

Если процесс ускорения пучка в пушке Пирса можно считать достаточно быстрым по сравнению со временем установления термодинамического равновесия в электронном пучке, то последующая транспортировка электронов по участку охлаждения в

реальных условиях быстрой считаться не может. Здесь происходят процессы температурной релаксации, которые существенно увеличивают эффективную температуру электронов и снижают эффективность охлаждения. Сразу после быстрого ускорения неравновесная функция распределения электронов по энергии сильно анизотропна: продольный энергетический разброс в системе пучка сильно уменьшается при ускорении (см. (9)), а поперечный, для пушки с гладкой оптикой [24] остается практически неизменным. Такая анизотропия не может сохраняться долгое время, и, даже при наличии сопровождающего магнитного поля, наблюдается процесс перехода энергии из поперечного движения в продольное. Эта релаксация, называемая поперечно-продольной, происходит вплоть до полного выравнивания продольной и поперечной температур в системе отсчета пучка.

В отсутствии магнитного поля поперечно-продольная релаксация рассчитывается [29]:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dz} = \frac{\pi e^3 j L_C k}{W} \sqrt{\frac{m}{T_{\perp}}}, \quad (13)$$

где z - продольная координата, L_C - кулоновский логарифм, k - коэффициент, зависящий от функции распределения электронов (для максвелловского распределения $k \simeq 0.87$). Отметим, что скорость нарастания продольной температуры достаточно высока: так для $W = 450$ эВ, $j = 0.5$ А/см² обе температуры выравниваются на длине 3 м от пушки. При этом продольный энергетический разброс в лабораторной системе составит (см. (9)): $\delta W \simeq \sqrt{2WT_K} \simeq 10$ эВ, при $T_{\perp} \simeq T_K = 0.1$ эВ. Следует отметить, что расчет процесса поперечно-продольной релаксации без магнитного поля может быть проведен в рамках теории возмущений с использованием в кинетическом уравнении Больцмана интеграла столкновений Ландау. Это связано с достаточной малостью параметра взаимодействия η , вычисленного для поперечной температуры, совпадающей с температурой оксидного катода $T_{\perp} = 0.1$ эВ, и характерной для нашего случая плотности пучка $n = 10^8$ см⁻³: $\eta = 6.7 \cdot 10^{-4}$.

При достаточно сильном сопровождающем пучок магнитном поле средний ларморовский радиус электронов ρ_{\perp} , связанный с их поперечными тепловыми скоростями, будет значительно меньше среднего межчастичного расстояния $n^{-1/3}$:

$$\rho_{\perp} \ll n^{-1/3}, \quad (14)$$

где n - плотность электронов в пучке. Если при этом продольная температура электронов достаточно мала (среднее минимальное расстояние сближения двух электронов при столкновении $r_{min} = e^2/T_{\parallel}$ значительно превосходит ларморовский радиус ρ_{\perp}),

$$\rho_{\perp} \ll e^2/T_{\parallel} \quad (15)$$

то столкновения электронов носят адиабатический характер, и переход энергии из поперечного движения в продольное подавлен: Неравенства (14) и (15) определяют условия подавления поперечно-продольной релаксации (при $T_{\parallel} = 0.1$ эВ, $n = 10^9$ см⁻³ условия на поле и на продольную температуру принимают вид: $B \gg 1$ кГс, $T_{\parallel} \ll 10^{-4}$ эВ). Аналитический расчет процесса поперечно-продольной релаксации в сильном сопровождающем магнитном поле затруднен, поскольку в данном случае не применима плазменная теория возмущений. Действительно, при выполнении

условий (14,15) поперечная степень свободы практически исключается из кинетики столкновений, а эффективная температура электронного пучка определяется его продольной температурой, величина которой будет сравнима со средней потенциальной энергией взаимодействия частиц в пучке. Как будет показано в ниже (см. (42)), по прошествии приблизительно одного периода плазменных колебаний после быстрого ускорения в пушке, продольная температура в замагниченном пучке установится в результате процесса продольно-продольной релаксации на уровне $\simeq 2e^2n^{1/3}$. Т. е. величина параметра взаимодействия будет порядка единицы, что делает невозможным применение теории возмущений. Однако для очень малой доли столкновений, в которых минимальное расстояние сближения электронов при столкновении будет меньше ларморовского радиуса во внешнем магнитном поле, формулу (13) можно считать справедливой по двум причинам. Во-первых, такие столкновения будут происходить на уровне кинетической энергии, определяемом поперечной температурой, а она много больше средней потенциальной энергии взаимодействия частиц в пучке. Это позволяет использовать методы теории возмущений. Во-вторых, влиянием магнитного поля на очень близкие столкновения можно в первом приближении пренебречь. Для оценки вероятности таких, очень близких, столкновений возьмем равновесную зависимость плотности частиц в однокомпонентной плазме от расстояния до выбранной частицы в больцмановском виде:

$$n = n_0 e^{-\frac{e\varphi(r)}{T_{\parallel}}}, \quad (16)$$

при этом

$$\varphi(r) = \frac{e}{r} e^{-\frac{r}{r_D}}. \quad (17)$$

где r_D - дебаевский радиус ($r_D = V_{\text{тепл.}}/\omega_{\text{пл.}}$), n_0 - средняя плотность частиц в пучке. В данном случае можно записать:

$$r_D = \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{4\pi n_0 e^2}} \simeq \sqrt{\frac{2e^2 n_0^{1/3}}{4\pi n_0 e^2}} = \frac{n_0^{-1/3}}{\sqrt{2\pi}}. \quad (18)$$

Так для $n_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$, $r_D = 1.9 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Средний ларморовский радиус электронов для магнитного поля 3 кГц и температуры катода 0.1 эВ будет равен:

$$\rho_{\perp} = \frac{\sqrt{T_{\perp}} mc}{eB} = 2.64 \cdot 10^{-4} \text{ см}. \quad (19)$$

Тогда $\rho_{\perp}/r_D = 0.139$ и зависимость потенциала φ от радиуса можно заменить на чисто кулоновскую:

$$\varphi(r) = \frac{e}{r} e^{-\frac{r}{r_D}} \simeq \frac{e}{r}. \quad (20)$$

В таком приближении распределение плотности частиц в поле данной частицы примет вид:

$$n = n_0 e^{-\frac{e}{rT_{\parallel}}}, \quad (21)$$

В соответствии с этим распределением, число частиц в зоне близких столкновений $r < \rho_{\perp}$ можно оценить следующим образом:

$$N = \sigma n_0 \int_0^{\rho_{\perp}} e^{-\frac{e}{rT_{\parallel}}} dr = \sigma n_0 \frac{e^2}{T_{\parallel}} \int_{x_0}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x^2} dx, \quad x_0 = \frac{e^2}{\rho_{\perp} T_{\parallel}}, \quad (22)$$

где σ - характерное сечение близкого взаимодействия, которое по порядку величины совпадает с $\pi\rho_{\perp}^2$. Поскольку в данном случае $x_0 = 17.6 \gg 1$, то с удовлетворительной точностью можно переписать (22) в виде:

$$N = \sigma n_0 \frac{e^2 \rho_{\perp}^2 T_{\parallel}^2}{T_{\parallel} e^4} e^{-\frac{e^2}{\rho_{\perp} T_{\parallel}}} = 2\pi n_0^{4/3} \frac{T_{\perp}^2 m^2 c^4}{e^4 B^4} e^{-\frac{eB}{cn_0^{1/3} \sqrt{mT_{\perp}}}}. \quad (23)$$

Правомерность использования больцмановского распределения на таких далеких „хвостах“ нуждается в серьезном обосновании, однако приводимые здесь рассуждения не претендуют на какую-либо строгость, и являются подсказкой для написания эмпирической формулы. Легко заметить, что в случае $N \ll 1$ выражение (23) совпадает с вероятностью близких столкновений W_1 , для которой имеем:

$$W_1 = 2\pi n_0^{4/3} \frac{T_{\perp}^2 m^2 c^4}{e^4 B^4} e^{-\frac{eB}{cn_0^{1/3} \sqrt{mT_{\perp}}}} = 3.1 \cdot 10^{-4} e^{-17.6}, \quad (24)$$

здесь численные значения приведены для $T_{\perp} = 0.1$ эВ, $n_0 = 10^7$ см⁻³, $B = 3000$ Гс. Другим возможным каналом перехода энергии из поперечного движения в продольное являются столкновения с электронами, имеющими ларморовский радиус порядка среднего межчастичного расстояния в пучке. Функция распределения частиц по модулю поперечной скорости V_{\perp} выглядит следующим образом:

$$f(V_{\perp}) = \frac{m}{T_{\perp}} V_{\perp} e^{-\frac{mV_{\perp}^2}{2T_{\perp}}}. \quad (25)$$

Отсюда легко получить вероятность столкновения с частицей, имеющей ларморовский радиус $\rho > \rho_0 = e^2/T_{\parallel} \simeq n_0^{-1/3}/2$:

$$W_2 = e^{-\frac{e^2 B^2}{8mc^2 T_{\perp} n_0^{2/3}}} = e^{-39} = 1.6 \cdot 10^{-6} W_1. \quad (26)$$

Из (26) видно, что основным является первый канал перехода энергии из поперечного движения в продольное.

Умножая правую часть (13) на экспоненту из (22), можно получить предложенную в работе [30] эмпирическую формулу для расчета процесса поперечно-продольной релаксации в сильном сопровождающем пучок магнитном поле:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dz} = \frac{\pi e^3 j}{W} \sqrt{\frac{m}{T_{\perp}}} C_1 \exp \left[\frac{-C_2 e^2}{\rho_{\perp} (e^2 n^{1/3} + C_3 T_{\parallel})} \right], \quad (27)$$

численное интегрирование которой дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. В знаменателе экспоненты в качестве добавки к продольной температуре присутствует слагаемое пропорциональное $e^2 n^{1/3}$, как будет показано в следующем пункте оно связано с продольно-продольной релаксацией. Полученные из обработки экспериментальных данных значения констант $C_1 - C_3$ будут представлены ниже.

2.4 Продольно-продольная релаксация

В том случае, когда поперечно-продольная релаксация подавлена достаточно сильным сопровождающим пучок магнитным полем, продольная температура электронов определяется в основном продольно-продольной релаксацией. Суть этого явления заключена в следующем. Электронную плазму, эмитируемую катодом, можно считать горячей, т.е. ее температура существенно превосходит величину $e^2 n^{1/3}$, где e - заряд электрона, n - плотность эмитируемых электронов вблизи поверхности катода. Так даже для фотокатода $T_K \simeq 0.03$ эВ, $n = j_{\text{Э}}/eV_T$, где $j_{\text{Э}} \simeq 10$ А/см² - эмиссионная способность катода, $V_T \simeq 10^7$ см/с - средняя тепловая скорость, $e^2 n^{1/3} \simeq 2.7 \cdot 10^{-3}$ эВ, что более чем в десять раз меньше температуры катода. При такой температуре расположение электронов в прикатодной плазме можно считать случайным, некоррелированным. Действительно, ведь тепловой энергии вполне достаточно, чтобы минимальное расстояние сближения двух электронов было много меньше величины $n^{-1/3}$. Подобные флуктуации плотности несут в себе значительный запас потенциальной энергии. Как будет показано ниже (47,50), в процессе быстрого ускорения эти флуктуации не успевают рассасываться, а продольный энергетический разброс в системе пучка резко уменьшается (см.(9)), и запасенная во флуктуациях плотности потенциальная энергия начинает сразу после быстрого ускорения переходить в кинетическую энергию продольного движения частиц. Характерное время такого перехода несколько меньше периода плазменных колебаний (это утверждение будет подтверждено ниже экспериментально).

Величина установившейся в результате такой релаксации продольной температуры электронного пучка в его собственной системе отсчета может быть вычислена представленным ниже способом. Приравнивая внутреннюю энергию термодинамически равновесного электронного газа $U_0(n, T_{\parallel})$, как функцию температуры и плотности, к полной энергии неравновесного состояния электронного пучка сразу после быстрого ускорения, получим уравнение:

$$U_0(n, T_{\parallel}) = \frac{T_K^2}{2W} + U_{\text{КОР}}, \quad (28)$$

где $U_{\text{КОР}}$ - корреляционная (потенциальная) энергия термодинамически неравновесного состояния электронного пучка в пересчете на одну частицу.

Выражение для корреляционной энергии равновесного состояния электронного газа $U_K(n, T)$ в случае $T \gg e^2 n^{1/3}$ хорошо известно [31]:

$$U_K(n, T) = -\frac{e^2}{2R_D} = -\frac{e^2}{2} \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{T}}, \quad (29)$$

где R_D - дебаевский радиус. В другом предельном случае, $T_{\parallel} \ll e^2 n^{1/3}$, корреляционная энергия запишется в виде:

$$U_K(n, T_{\parallel}) = \frac{T_{\parallel}}{2} - Ae^2 n^{1/3}, \quad (30)$$

здесь считается, что поперечные к сопровождающему пучок магнитному полю степени свободы исключены из кинетики столкновений, а для продольного теплового

движения средние кинетические и потенциальные энергии совпадают и равны $T_{\parallel}/2$. Константа A определяется типом кристаллической решетки и может быть получена численным расчетом величины средней потенциальной энергии взаимодействия частиц в таком кристалле при нулевой температуре. Так для объемно-центрированной кубической решетки $A \simeq 1.4$. Для оценки выберем зависимость $U_K(n, T_{\parallel})$ в виде:

$$U_K(n, T_{\parallel}) = -\frac{e^2(\pi n)^{1/3}}{\sqrt{1 + \frac{T_{\parallel}}{e^2(\pi n)^{1/3}}}} \quad (31)$$

В этом случае (31) имеет асимптоту, точно совпадающую с (29) при $T_{\parallel} \gg e^2 n^{1/3}$ и почти совпадающую с (30) при $T_{\parallel} \ll e^2 n^{1/3}$:

$$U_K = \frac{T_{\parallel}}{2} - \pi^{1/3} e^2 n^{1/3}, \pi^{1/3} \simeq 1.46. \quad (32)$$

Тогда полную внутреннюю энергию термодинамически равновесного замагниченного электронного газа можно записать в виде:

$$U_0(n, T_{\parallel}) = \frac{T_{\parallel}}{2} - \frac{e^2(\pi n)^{1/3}}{\sqrt{1 + \frac{T_{\parallel}}{e^2(\pi n)^{1/3}}}}. \quad (33)$$

Оценим величину неравновесной корреляционной энергии сразу после быстрого ускорения. Вблизи поверхности катода выполняется условие $T_{\parallel} \gg e^2 n^{1/3}$, действительно:

$$\frac{T_{\parallel}}{e^2 n^{1/3}} = \frac{T_K}{e^2} \left(\frac{e}{j} \sqrt{\frac{T_K}{m_e}} \right)^{1/3} = 1300.0 \frac{T_K^{7/6} (\text{эВ})^{7/6}}{j^{1/3} (A/\text{см}^2)^{1/3}}, \quad (34)$$

так для $j = 0.1 A/\text{см}^2$ и $T_K = 0.1 \text{ эВ}$ имеем $T_{\parallel}/(e^2 n^{1/3}) = 192 \gg 1$. В таком случае для равновесной корреляционной энергии вблизи поверхности катода U_K справедливо выражение (29):

$$U_K = -\frac{e^2}{2} \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{T_K}}, \quad n = \frac{j}{e} \sqrt{\frac{m}{T_K}}. \quad (35)$$

Для $W = 400 \text{ эВ}$, $T_K = 0.1 \text{ эВ}$ и $j = 0.1 A/\text{см}^2$, получим: $U_K = -6.8 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$. С другой стороны, корреляционная энергия U_K может быть представлена в виде следующего интеграла по объему:

$$U_K = -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV, \quad (36)$$

где $s(\bar{R})$ - двухчастичная корреляционная функция [31, 32], \bar{R} - радиус-вектор соединяющий частицы. В термодинамическом равновесии функция $s(\bar{R})$ сферически симметрична и стремится к 0 при $|\bar{R}| \rightarrow \infty$. После быстрого ускорения пучка до энергии W продольный масштаб, или продольные расстояния между частицами умножатся

на величину $k = \sqrt{1 + W/T_K}$, где T_K - температура катода, при этом неравновесная корреляционная энергия U'_K сразу после быстрого ускорения может быть записана в виде:

$$U'_K = -e \int \frac{s'(\bar{R}')}{|\bar{R}'|} dV' = -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}'|} dV. \quad (37)$$

Растяжение пучка в продольном направлении при ускорении до энергии W соответствует переходу \bar{R} в \bar{R}' , $s(\bar{R})$ в $s'(\bar{R}')$ и dV в dV' . Если такое ускорение происходит быстро по сравнению с процессом формирования равновесной функции распределения, то вероятности $s(\bar{R})dV$ и $s'(\bar{R}')dV'$ найти вторую частицу в заданной части объема и на заданном расстоянии от первой должны совпадать. Тогда (37) может быть переписано в виде:

$$U'_K = -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}'|} \frac{|\bar{R}'|}{|\bar{R}|} dV = -e \frac{\int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} \frac{|\bar{R}'|}{|\bar{R}'|} dV}{\int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV} \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}'|} dV. \quad (38)$$

Если $|\bar{R}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, то $|\bar{R}'| = \sqrt{x^2 + y^2 + k^2 z^2}$. Для $|\bar{R}'| / |\bar{R}|$ можно записать:

$$\frac{|\bar{R}'|}{|\bar{R}|} = \frac{1}{\sqrt{1 + (k^2 - 1) \frac{z^2}{|\bar{R}|^2}}}. \quad (39)$$

Переходя в сферическую систему координат и учитывая сферическую симметрию функции $s(\bar{R})$, выражение (38) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} U'_K &= U_K \frac{\int_0^\infty \int_0^\pi \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} \frac{\sin \Theta d\Theta}{\sqrt{1 + (k^2 - 1) \cos^2 \Theta}} 2\pi R^2 dR}{\int_0^\infty \int_0^\pi \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} 2\pi R^2 \sin \Theta d\Theta dR} = \\ &= \frac{U_K}{2\sqrt{k^2 - 1}} \int_{-\sqrt{k^2 - 1}}^{\sqrt{k^2 - 1}} \frac{dx}{\sqrt{1 + x^2}} = \\ &= \frac{U_K}{2\sqrt{k^2 - 1}} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 1/k^2}}{1 - \sqrt{1 - 1/k^2}} \right), \end{aligned} \quad (40)$$

здесь $k = \sqrt{1 + W/T_K}$, W - энергия пучка, T_K - температура катода. Итак для случая $W = 400$ эВ, $T_K = 0.1$ эВ и $j = 0.1$ А/см² имеем: $U_K = -6.8 \cdot 10^{-5}$ эВ, и для неравновесной корреляционной энергии сразу после быстрого ускорения до энергии W получим: $U'_K = U_K \cdot 0.077 = -5.2 \cdot 10^{-6}$ эВ. Отметим, что средняя кинетическая энергия относительного движения электронов сразу после быстрого ускорения $T_K^2/2W = 1.25 \cdot 10^{-5}$ эВ имеет такой же порядок величины, как и неравновесная корреляционная энергия. При этом величина $e^2 n^{1/3} = 5.3 \cdot 10^{-4}$ эВ значительно превосходит сумму неравновесной корреляционной и кинетической энергии сразу после быстрого ускорения, тогда, переписывая уравнение (28) в виде:

$$U_0(n, T_{\parallel}) = \frac{T_{\parallel}}{2} - \frac{e^2 (\pi n)^{1/3}}{\sqrt{1 + \frac{T_{\parallel}}{e^2 (\pi n)^{1/3}}}} = \frac{T_K^2}{2W} + U_{\text{КОР}}, \quad (41)$$

можно заметить, что для температур $T_{\parallel} \leq e^2 n^{1/3}$ второе слагаемое в $U_0(n, T_{\parallel})$ по абсолютной величине значительно превосходит $T_K^2/2W + U_{\text{КОР}}$. В таком случае уравнение (41) несколько упрощается:

$$\frac{T_{\parallel}}{2} - \frac{e^2(\pi n)^{1/3}}{\sqrt{1 + \frac{T_{\parallel}}{e^2(\pi n)^{1/3}}}} = 0,$$

и его решение дает:

$$T_{\parallel} = 1.9e^2 n^{1/3}. \quad (42)$$

Отсюда установившаяся в результате продольно-продольной релаксации продольная температура в электронном пучке может быть записана в виде:

$$T_{\parallel} = \frac{T_K^2}{2W} + Ce^2 n^{1/3}, \quad (43)$$

где C , следуя (42) равно 1.9.

Для более аккуратной оценки величины C автором было проведено численное моделирование процесса продольно-продольной релаксации в замагниченном электронном потоке. В случае подавления поперечно-продольной релаксации (см. условия (14) и (15)) взаимодействие электронов можно рассматривать как взаимодействие ларморовских кружков (14), при этом малость продольной температуры электронов (42) обеспечивает адиабатичность столкновений (15). Кроме того, скорость дрейфа электронов в скрещенных полях $V_{\text{ДР}}$ становится малой по сравнению с продольной скоростью V_{\parallel} , набираемой за счет электростатического расталкивания. Так при плотности электронов $n = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и магнитном поле $B = 1000 \text{ Гс}$ получим:

$$V_{\parallel} = \sqrt{\frac{e^2 n^{1/3}}{m}} = 1.8 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{с}},$$

$$V_{\text{ДР}} = c \frac{en^{2/3}}{B} = 2.3 \cdot 10^2.$$

В этом случае поперечное к магнитному полю движение электронов можно не учитывать, действительно:

$$V_{\text{ДР}} \cdot 10\tau_{\text{плазм.}} = 1.8 \text{ мкм},$$

$$\rho_{\perp} = \frac{V_{\perp \text{тепл.}} mc}{eB} = 7.6 \text{ мкм},$$

$$n^{-1/3} = 79.0 \text{ мкм},$$

$$V_{\text{ДР}} \cdot 10\tau_{\text{плазм.}} \ll n^{-1/3}.$$

Проведенные оценки позволяют исключить поперечное движение электронов, по крайней мере, на протяжении нескольких десятков периодов плазменных колебаний, чего, как будет показано ниже, вполне достаточно для продольно-продольной релаксации. Итак, задача сводится к моделированию движения электронов вдоль силовых линий магнитного поля при фиксированных поперечных координатах.

В начальный момент времени электроны расставляются случайным или регулярным образом внутри равномерно заряженного компенсирующим положительным зарядом шара. Затем, в соответствии с желаемым распределением, электронам сообщаются продольные скорости, после чего моделируется их движение вдоль силовых линий магнитного поля. Равномерный положительный заряд необходим для компенсации макроскопических полей электронного сгустка и придания устойчивости данной электродинамической системе. В реальном электронном пучке, используемом для охлаждения ионов, поперечное расталкивание предотвращается сопровождающим магнитным полем. В отношении продольного макроскопического движения предполагается, что оно происходит лишь на этапе ускорения и, в стационарной ситуации, отсутствует на участке дрейфа. Шарообразная форма электронного облака была выбрана для моделирования не случайно. Это позволило минимизировать число приповерхностных частиц, корреляционная энергия для которых отличается от корреляционной энергии в объеме. Для численного решения уравнений движения:

$$m\ddot{z}_i = eE_z(z_i),$$

где z_i - продольная координата i -ой частицы, была использована разностная схема с дробным шагом, обеспечивающая второй порядок аппроксимации:

$$\begin{cases} \frac{V_{n+1/2}^i - V_{n-1/2}^i}{\tau} = \frac{e}{m} E_z(z_n^i) \\ \frac{z_{n+1}^i - z_n^i}{\tau} = V_{n+1/2}^i \\ t = n\tau \end{cases},$$

где i - номер частицы, n - номер шага по времени, $E_z(z_n^i)$ - продольная компонента суммарного кулоновского электрического поля всех остальных электронов и поля равномерного положительного компенсирующего фона в точке, в которой находится i -ый электрон.

Ошибка, связанная с разностной схемой, определялась посредством контроля баланса энергии на каждом шаге:

$$\sum_i \Delta \mathcal{E}_{\text{кин.}}^i + \sum_i \Delta \mathcal{E}_{\text{пот.}}^i = 0.$$

Величина ошибки определяется по отлнчию текущей полной энергии системы от начальной. Так для шага $0.01\tau_{\text{плазм.}}$ и 200 частиц эта ошибка не превышает 10% на протяжении десяти периодов плазменных колебаний. Для вычисления корреляционной энергии электронного кристалла при нулевой температуре (см.(30)) была введена сила трения, пропорциональная скорости частиц. При наличии слабого затухания частицы постепенно занимают места, в которых достигается минимум потенциальной энергии системы.

С учетом зависимости результата от числа частиц (см. Рис.4) получим:

$$U_K(n, 0) = -(1.33 \pm 0.05)e^2 n^{1/3}, \quad (44)$$

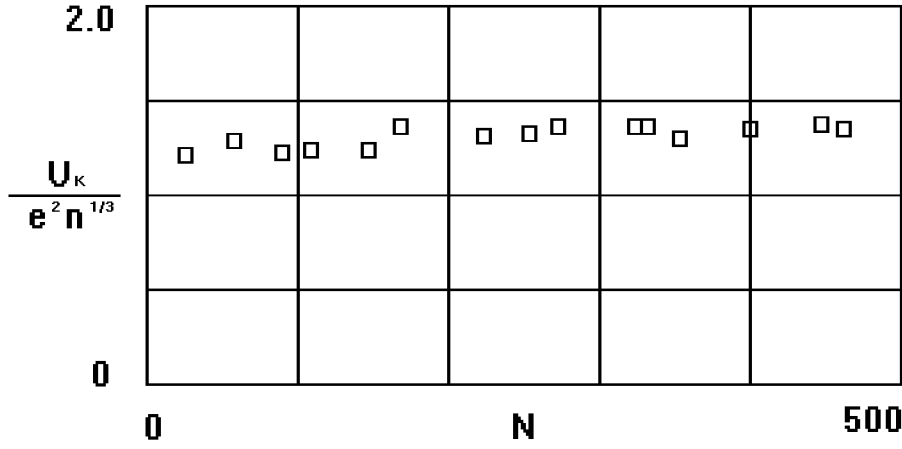


Рис. 4: Зависимость корреляционной энергии при нулевой температуре для объемно-центрированной кубической решетки от числа частиц.

что хорошо согласуется с результатами приведенными в работе [33]. Аналогично была вычислена корреляционная энергия при нулевой температуре для случайного поперечного к магнитному полю расположения электронов, что после усреднения по различным случайным расположениям дало результат:

$$U_K^{\text{случ.}}(n, 0) = -(1.0 \pm 0.1)e^2 n^{1/3}, \quad (45)$$

Более высокое значение корреляционной энергии для случайного поперечного расположения электронов по сравнению с корреляционной энергией для объемно-центрированной кубической решетки объясняется „вмороженностью“ флуктуаций поперечных координат в продольном магнитном поле. Это приводит к соответствующей поправке в (30) и (42). Тогда установившаяся в результате продольно-продольной релаксации температура электронов в системе отсчета пучка будет:

$$T_{\parallel} = \frac{T_K^2}{2W} + Ce^2 n^{1/3}, \quad C = 1.6. \quad (46)$$

Константа C была найдена посредством численного решения уравнения (28) с полученной в результате численного моделирования зависимостью внутренней энергии термодинамически равновесного состояния электронного газа от плотности и продольной температуры для случайного поперечного расположения электронов. Относительно способа вычисления внутренней энергии как функции температуры и плотности по результатам численного моделирования смотрите (69-75). На Рис. 5 представлены результаты моделирования продольно-продольной релаксации в сравнении с экспериментом. Постановка эксперимента будет подробно описана ниже.

Приведенная здесь расчетная зависимость продольной температуры от времени сразу после быстрого ускорения была получена в результате усреднения по различным случайным расположениям электронов в начальный момент времени. Отметим,

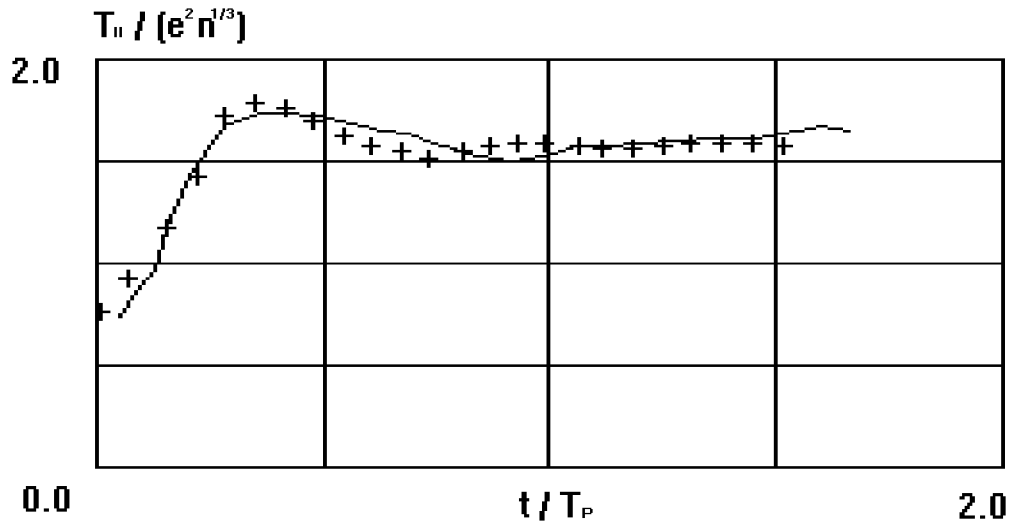


Рис. 5: Экспериментальная зависимость безразмерной продольной температуры электронов от времени, выраженном в периодах плазменных колебаний (сплошная кривая), и результаты компьютерного моделирования (+). Быстрое ускорение, ток пучка $300 \mu\text{A}$, энергия 800 эВ , плотность электронов $3.73 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, сопровождающее магнитное поле 3 кГс .

что в начальный момент времени электроны покоились. Из Рис. 5 видно, что характерное время продольно-продольной релаксации по порядку величины совпадает с периодом плазменных колебаний. Этот результат можно понять из следующей ниже оценки. Действительно, время формирования равновесной функции распределения по порядку величины совпадает со временем свободного пробега $\tau_{\text{рел}} \simeq l_{\text{сп}}/v_T$. Длина свободного пробега и тепловая скорость могут быть записаны соответственно: $l_{\text{сп}} = 1/(n\sigma_{\text{кул}})$, $v_T = \sqrt{T/m}$, здесь m, e - масса и заряд электрона, T - температура в электронном пучке, n - плотность пучка. Сечение кулоновского взаимодействия электронов в плазме можно оценить следующим образом:

$$\sigma_{\text{кул}} = \pi \left(\frac{e^2}{T} \right)^2 L, L = \ln \frac{r_{\text{max}}}{(e^2/T)}.$$

В кулоновский логарифм L входит r_{max} , который равен максимуму из двух величин: дебаевского радиуса $r_D = \sqrt{\frac{T}{4\pi n e^2}}$ и среднего межчастичного расстояния $n^{-1/3}$. В случае сильно замагниченного электронного пучка, при условии подавления процесса поперечно-продольной релаксации температур, для продольной температуры верна оценка: $T_{\parallel} \simeq 2e^2 n^{1/3}$, Считая $T = T_{\parallel}$, для времени релаксации имеем:

$$\tau_{\text{рел}} = \frac{2\sqrt{2}}{\ln 2} \sqrt{\frac{m}{ne^2}}. \quad (47)$$

Сравнивая (47) с выражением для периода плазменных колебаний

$$\tau_{\text{пл}} = \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{m}{ne^2}}, \quad (48)$$

получим:

$$\tau_{\text{рел}} = \frac{2\sqrt{2}}{\ln 2\sqrt{\pi}} \tau_{\text{пл}} = 2.3\tau_{\text{пл}}. \quad (49)$$

Это значение в 6.5 раз больше полученных в эксперименте и моделировании, которые с хорошей точностью совпадают с $1/3$ частью периода плазменных колебаний. Полученный в эксперименте результат очень важен для проектирования систем адиабатического ускорения пучка с существенным подавлением процесса продольно-продольной релаксации температуры.

В заключении, приведем зависимость внутренней энергии термодинамически равновесного состояния электронного газа от его температуры (см. Рис. 6) для $T_{\parallel} \leq 2e^2 n^{1/3}$.

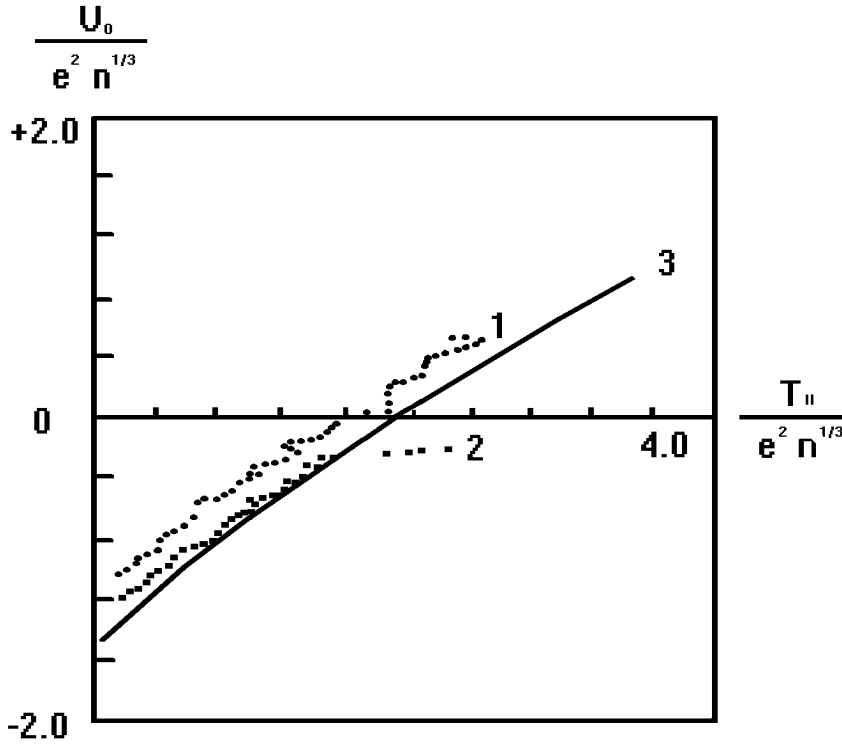


Рис. 6: Зависимость внутренней энергии термодинамически равновесного состояния электронного газа от температуры по результатам численного моделирования для объемно-центрированной кубической решетки (кривая 2), для случайного поперечного расположения электронов (кривая 1). Сплошной кривой проведена зависимость (31).

В начальный момент времени электроны размещались в узлах объемно-центрированной кубической решетки (верхняя кривая), либо случайно (нижняя). Затем им сообщались продольные скорости в соответствии с максвелловским распределением

с температурой $2e^2n^{1/3}$. После чего, в результате слабого затухания ($\tau = 8\tau_{\text{плазм.}}$), система квазиравновесно проходила состояния с разной температурой. Для сравнения на Рис. 6 сплошной кривой прорисована зависимость (31). При случайном поперечном размещении электронов (кривая 1) внутренняя энергия несколько увеличивается за счет 'вмороженности' в магнитное поле флуктуаций поперечных координат, однако производная dU_K/dT_{\parallel} при подходе к $T_{\parallel} = 0$ остается практически неизменной для различных расположений электронов в поперечном направлении (см.(30)).

2.5 Адиабатическое ускорение

Если ускорять электроны существенно медленнее, чем происходит продольно-продольная релаксация, то разброс продольных скоростей в пучке, набираемый за счет электростатического расталкивания, будет подавляться последующим ускорением. В этом случае продольный энергетический разброс может быть значительно меньше величины $e^2n^{1/3}$. Считая, что время релаксации не превосходит половины периода плазменных колебаний, можно записать критерий медленности ускорения в виде:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dt} \cdot \frac{1}{T_{\parallel}} \ll \omega_{\text{пл.}}/\pi,$$

$$\lambda = \frac{1}{T_{\parallel}} \cdot \frac{dT_{\parallel}}{dt} \cdot \frac{\pi}{\omega_{\text{пл.}}} \ll 1, \quad (50)$$

где T_{\parallel} - продольная температура в системе отсчета пучка, $\omega_{\text{пл.}}$ - плазменная частота, λ - параметр медленности (адиабатичности) ускорения. Следует отметить, что величина λ для плоского диода, работающего в режиме пространственного заряда, не зависит от продольной координаты и равна $2\pi\sqrt{2}$. В этом случае ускорение происходит быстро, и рассчитывать на подавление продольно-продольной релаксации не приходится. Для организации режима медленного ускорения потенциал принудительно разносится вдоль ускоряющей структуры в соответствии с зависимостью $\varphi \sim z^{4/3}$ от продольной координаты. При этом параметр λ остается постоянным в процессе ускорения, а величина тока выбирается такой, чтобы удовлетворить условию (50). Поскольку темп ускорения в этом случае существенно меньше темпа в обычной пучке с пространственным зарядом, то медленное ускорение можно начинать лишь с некоторой минимальной энергии, которая определяется током пучка. Иными словами, в случае сильного сопровождающего магнитного поля, плотность тока пучка будет ограничена условием образования виртуального катода в плоскости, где начинается медленное ускорение:

$$j_{max} = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (51)$$

здесь U - напряжение катод - 1-ый анод, d - длина первого ускоряющего зазора.

2.6 Расчет зависимости продольной температуры от энергии пучка в процессе адиабатического ускорения

Зависимость продольной температуры пучка в процессе очень медленного ускорения (50) от энергии при заданном токе рассчитывается следующим образом [1]. Вычис-

лим изменение полной внутренней энергии электронного газа в собственной системе отсчета при ускорении на величину dW . Пусть начальный разброс энергий в системе пучка составлял $\Delta\mathcal{E}$, тогда, после ускорения до энергии W , где $W \gg \Delta\mathcal{E}$, для соответствующего разброса скоростей в системе отсчета пучка получим:

$$\Delta V_{\parallel} = \sqrt{\frac{2(W + \Delta\mathcal{E})}{m}} - \sqrt{\frac{2W}{m}} \simeq \frac{\Delta\mathcal{E}}{\sqrt{2Wm}}. \quad (52)$$

В соответствии с определением (5) продольной кинетической энергии и температуры имеем:

$$K \equiv \frac{m\delta V_{\parallel}^2}{2} \equiv \frac{T_{\parallel}}{2} \\ \delta V_{\parallel}^2 \equiv \langle \Delta V_{\parallel}^2 \rangle - \langle \Delta V_{\parallel} \rangle^2. \quad (53)$$

Производя усреднение в (52) и подставляя результат в (53), получим:

$$T_{\parallel}W = \frac{\langle \Delta\mathcal{E}^2 \rangle - \langle \Delta\mathcal{E} \rangle^2}{2} = \text{const}. \quad (54)$$

Результат дифференцирования (54) запишется в виде:

$$WdT_{\parallel} + T_{\parallel}dW = 0,$$

откуда, в соответствии с определением (53), найдем изменение кинетической части внутренней энергии электронного газа в собственной системе отсчета при ускорении от энергии W до энергии $W + dW$:

$$dK = -\frac{T_{\parallel}}{2} \frac{dW}{W}. \quad (55)$$

Теперь определим изменение в потенциальной энергии при таком же ускорении. Потенциальной (корреляционной) энергией из расчета на один электрон, в системе с компенсирующим полный заряд электронов равномерным положительным фоном, назовем следующий интеграл по объему:

$$U_K = -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV, \quad (56)$$

где $s(\bar{R})$ - двухчастичная корреляционная функция, \bar{R} - радиус-вектор соединяющий частицы. В термодинамическом равновесии функция $s(\bar{R})$ сферически симметрична и стремится к 0 при $|\bar{R}| \rightarrow \infty$. После ускорения пучка на энергию dW продольный масштаб, или продольные расстояния между частицами умножатся на величину $k = 1 + dW/2W$, при этом новая корреляционная энергия U'_K может быть записана в виде:

$$U'_K = -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}'|} dV \quad (57)$$

Комментируя (57) в сравнении с (56), нужно отметить, что ускорение от энергии W до энергии $W + dW$ считается очень быстрым. В этом случае все продольные расстояния между частицами умножаются на одну и ту же величину $k = 1 + dW/2W$, и двухчастичная корреляционная функция $s'(\bar{R}')$, определяемая плотностью вероятности нахождения второй частицы в точке, смещенной на \bar{R}' относительно первой, будет совпадать с $s(\bar{R})$. Это связано с тем, что форма пространственного распределения частиц при быстром ускорении не меняется. Тогда для корреляционной энергии сразу после быстрого ускорения получим:

$$\begin{aligned}
U'_K &= -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} \cdot \frac{|\bar{R}|}{|\bar{R}'|} dV, \\
\frac{|\bar{R}|}{|\bar{R}'|} &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + k^2 z^2}} \simeq 1 - \frac{z^2 dW}{2W |\bar{R}|^2}, \\
U'_K &\simeq -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} \left(1 - \frac{z^2 dW}{2W |\bar{R}|^2} \right) dV = \\
&= -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV + e \frac{dW}{2W} \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} \frac{z^2}{|\bar{R}|^2} dV = \\
&= -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV \left(1 - \frac{dW}{2W} \frac{\int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta d\theta} \right) = \\
&= -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV \left[1 - \frac{dW}{6W} \right] \tag{58}
\end{aligned}$$

Отметим, что при интегрировании в (58) существенно использовалась сферическая симметрия функции $s(\bar{R})$. Однако растяжение пучка в направлении ускорения приводит к нарушению такой симметрии в $s'(\bar{R}')$, и (58) будет иметь смысл лишь в случае бесконечно медленного ускорения, когда в промежутках между последующими быстрыми доускорениями на величину dW сферическая симметрия $s'(\bar{R}')$ успевает восстановиться в результате релаксационных процессов. Итак, для изменения корреляционной энергии при ускорении пучка на dW , имеем:

$$dU_K = -\frac{dW}{6W} U_K. \tag{59}$$

Суммируя (55) и (59), для изменения полной внутренней энергии получим:

$$d\mathcal{E} = dK + dU_K = -\left(T_{\parallel} + \frac{U_K}{3}\right) \frac{dW}{2W} = \left(T_{\parallel} + \frac{U_K}{3}\right) \frac{dn}{n}. \tag{60}$$

Если $U_0(n, T_{\parallel})$ - полная внутренняя энергия термодинамически равновесного состояния электронного газа, то:

$$U_0(n, T_{\parallel}) = \frac{T_{\parallel}}{2} + U_K, \tag{61}$$

и полный дифференциал от $U_0(n, T_{\parallel})$ может быть записан в виде:

$$dU_0(n, T_{\parallel}) = \left(\frac{1}{2} + \frac{\partial U_K}{\partial T_{\parallel}} \right) dT_{\parallel} + \frac{\partial U_K}{\partial n} dn. \quad (62)$$

Приравнивая изменение полной внутренней энергии электронного газа при ускорении (60) к полному дифференциалу внутренней энергии термодинамически равновесного состояния электронного газа (62), получим уравнение:

$$\left(\frac{1}{2} + \frac{\partial U_K}{\partial T_{\parallel}} \right) dT_{\parallel} = \left(T_{\parallel} + \frac{U_K}{3} - \frac{\partial U_K}{\partial n} n \right) \frac{dn}{n}. \quad (63)$$

Используя выражение (31) для $U_K(n, T_{\parallel})$:

$$U_K(n, T_{\parallel}) = -e^2(\pi n)^{1/3} \sqrt{\frac{e^2(\pi n)^{1/3}}{T_{\parallel} + e^2(\pi n)^{1/3}}}, \quad (64)$$

и делая замену $T_{\parallel} = T'_{\parallel} e^2(\pi n)^{1/3}$, для $\frac{\partial U_K}{\partial T_{\parallel}}$ получим:

$$\frac{\partial U_K}{\partial T_{\parallel}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(1 + T'_{\parallel})^{3/2}}. \quad (65)$$

Аналогично, для $\frac{\partial U_K}{\partial n}$ имеем:

$$\frac{\partial U_K}{\partial n} = -\frac{e^2(\pi n)^{1/3}(2 + 3T'_{\parallel})}{6n(1 + T'_{\parallel})^{3/2}}. \quad (66)$$

Подставляя (64), (65) и (66) в уравнение (63), после несложных преобразований получим:

$$\frac{3}{5} \frac{dT'_{\parallel}}{T'_{\parallel}} \left(1 + \frac{1}{(1 + T'_{\parallel})^{3/2}} \right) = \frac{dn}{n}. \quad (67)$$

Используя соотношение $dn/n = -dW/2W$, окончательно перепишем (67) в виде:

$$\frac{6}{5} \frac{dT'_{\parallel}}{T'_{\parallel}} \left(1 + \frac{1}{(1 + T'_{\parallel})^{3/2}} \right) = -\frac{dW}{W}. \quad (68)$$

Результат численного интегрирования этого уравнения приведен на Рис. 7. Расчет зависимости безразмерной продольной температуры электронов при медленном ускорении от энергии пучка для случайного поперечного расположения электронов производился описанным ниже способом. Сначала вычислялась внутренняя энергия такого состояния электронов как функция продольной температуры и плотности. Затем результат подставлялся в уравнение (63), численное решение которого и представлено на Рис. 7 (кривая (b)).

Внутренняя энергия термодинамически равновесного состояния замагниченного электронного газа может быть записана в виде:

$$U_0(n, T_{\parallel}) = \frac{T_{\parallel}}{2} + U_K(n, T_{\parallel}), \quad (69)$$

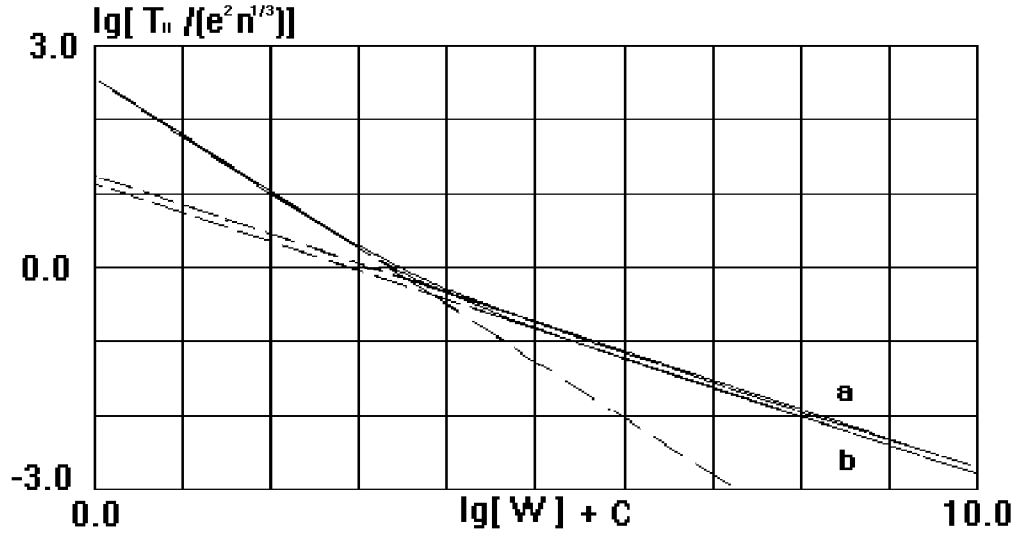


Рис. 7: Изменение безразмерной продольной температуры электронов при адиабатическом ускорении в зависимости от изменения энергии пучка для объемно-центрированной кристаллической решетки (а) и для решетки со случайным поперечным расположением электронов (b). Пунктирными линиями показаны асимптоты в области низких $T_{||} \sim 1/W^{5/12}$ и высоких $T_{||} \sim 1/W^{5/6}$ температур. C - постоянная интегрирования.

где

$$U_K(n, T_{||}) = e^2 n^{1/3} f\left(\frac{T_{||}}{e^2 n^{1/3}}\right). \quad (70)$$

Такое представление корреляционной энергии (70) обосновывается следующим образом. Пусть в общем виде:

$$U_K(n, T_{||}) = -e^2 n^{1/3} g(n, T_{||}), \quad (71)$$

тогда, при изменении масштаба координат $(x, y, z) \rightarrow (kx, ky, kz)$, для корреляционной энергии (57) получим:

$$U_K = -e \int \frac{s(\bar{R})}{|\bar{R}|} dV \rightarrow -e \int \frac{s(\bar{R})}{k|\bar{R}|} dV = \frac{U_K}{k}. \quad (72)$$

Однако растяжение пространственных координат при сохранении температуры выводит систему из состояния термодинамического равновесия. Действительно, изменение масштаба пространственных координат приводит к соответствующему изменению потенциальной энергии взаимодействия частиц между собой, и, следовательно, к изменению части энергии теплового движения, запасенной в пространственных флуктуациях плотности заряженных частиц. Поэтому, для сохранения равновесного баланса потенциальной и кинетической частей энергии теплового движения, необходимо вместе с растяжкой в k раз пространственного масштаба в k раз уменьшить температуру. В таком случае состояние системы останется равновесным, и, исходя из (71), можно записать:

$$U_K(n/k^3, T_{||}/k) = -\frac{1}{k} e^2 n^{1/3} g(n/k^3, T_{||}/k). \quad (73)$$

Сравнивая (73) и (71), а также используя (72), получим:

$$g(n, T_{\parallel}) = g(n/k^3, T_{\parallel}/k), \quad (74)$$

что и приводит к (70). Тогда для безразмерной внутренней энергии термодинамически равновесного электронного газа $U_K/e^2 n^{1/3}$, учитывая (69) и (70), запишем:

$$\frac{U_K(n, T_{\parallel})}{e^2 n^{1/3}} = \frac{T_{\parallel}}{2e^2 n^{1/3}} - f\left(\frac{T_{\parallel}}{e^2 n^{1/3}}\right). \quad (75)$$

Используя выражение (75) и результаты численного моделирования (см. рис. 6) процесса продольно-продольной релаксации в замагниченном электронном пучке определенной плотности, можно найти функцию f из (75) в нужном диапазоне безразмерных температур $T_{\parallel}/e^2 n^{1/3}$, и, соответственно, определить внутреннюю энергию системы $U_0(n, T_{\parallel})$ в состоянии термодинамического равновесия. Полученный результат был использован далее в (63) для расчета зависимости продольной температуры в системе отсчета пучка от его энергии при медленном (или адиабатическом) ускорении (см. рис.8,9).

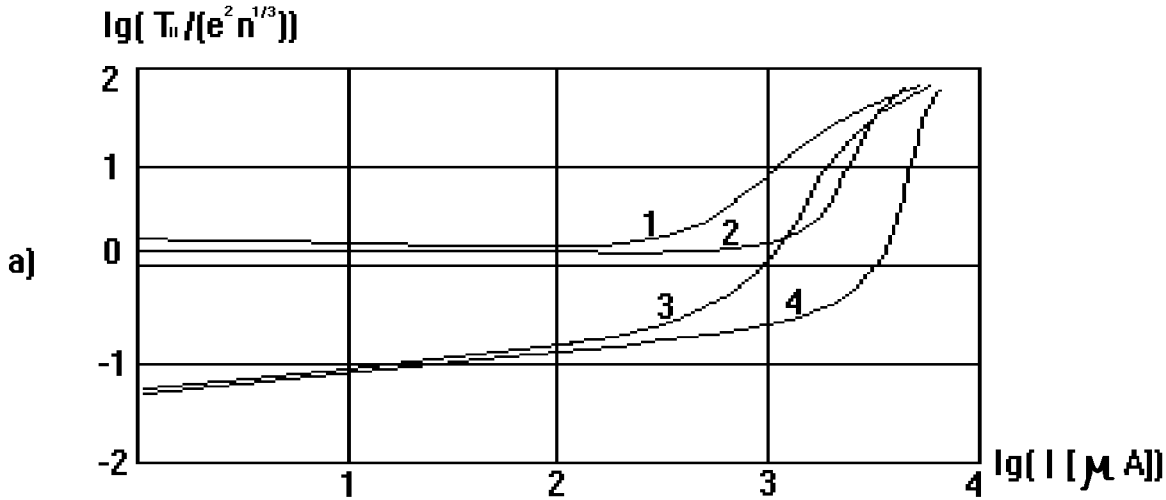


Рис. 8: Расчетная зависимость безразмерной продольной температуры электронов от тока пучка для энергии 470 эВ. Кривые (1,3) соответствуют катоду с начальной температурой эмитируемых электронов $T_K = 0.1$ эВ, (2,4) - $T_K = 0.03$ эВ; кривые (1,2) соответствуют быстрому ускорению, (3,4) - адиабатическому. Рост температуры на больших токах связан с поперечно-продольной релаксацией. Диаметр пучка равен 2 мм, продольное магнитное поле равно 3 кГс.

Расчет продольной температуры при адиабатическом ускорении шел в соответствии с изложенной выше процедурой, при чем на каждом шаге, в процессе решения (63) учитывался вклад поперечно-продольной релаксации. Считалось, что изменение энергии пучка на величину ΔW производилось за фиксированную часть периода плазменных колебаний. Это позволяло на каждом шаге вычислять вклад в прирост

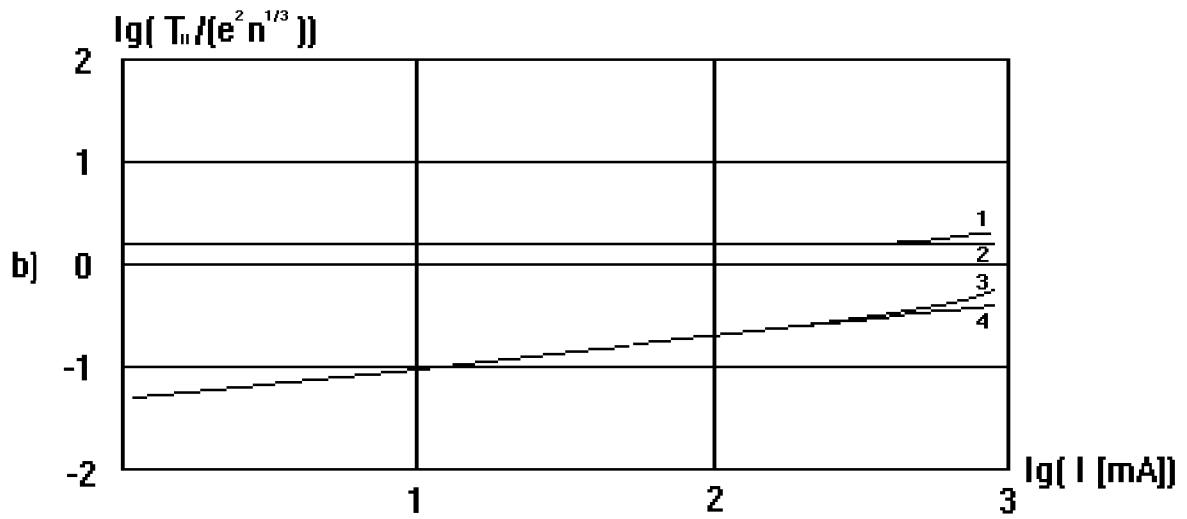


Рис. 9: Расчетная зависимость безразмерной продольной температуры электронов от тока пучка для энергии 10 кэВ. Кривые (1,3) соответствуют катоду с начальной температурой эмитируемых электронов $T_K = 0.1$ эВ, (2,4) - $T_K = 0.03$ эВ; кривые (1,2) соответствуют быстрому ускорению, (3,4) - адиабатическому. Рост температуры на больших токах связан с поперечно-продольной релаксацией. Диаметр пучка равен 20 мм, продольное магнитное поле равно 3 кГс.

продольной температуры (в соответствии с (27)) за счет поперечно-продольной релаксации. Параметр λ (50) выбирался на уровне 0.05. Рис. 8,9 демонстрирует необходимость учета поперечно-продольной релаксации при адиабатическом ускорении, так как ее вклад в рост продольной температуры на больших токах может быть определяющим.

3 Эксперименты с ультрахолодными пучками

3.1 Описание экспериментальной установки

Изучение процессов температурной релаксации в электронном пучке как с оксидным термокатодом, так и с арсенид-галлиевым фотокатодом проводилось на модифицированном варианте установки "МОДЕЛЬ СОЛЕНОИДА" [34, 35, 36, 37]. Схема установки представлена на Рис. 10, а основные параметры в таблице 1.

	Фотокатод	термокатод
Энергия электронов	9 - 900 эВ	
Диаметр электронного пучка	2 мм	
Магнитное поле соленоида	0.5 - 4.0 кГс	
Длина соленоида	2880 мм	
Длина структуры медленного ускорения	280 мм	
Длина пролетного промежутка	1800 мм	
Ток электронов	0.001 - 6.5 мА	0.001 - 10.0 мА
Давление остаточного газа	$5.0 \cdot 10^{-11}$ торр	10^{-8} торр

Таблица 1: Параметры экспериментальной установки.

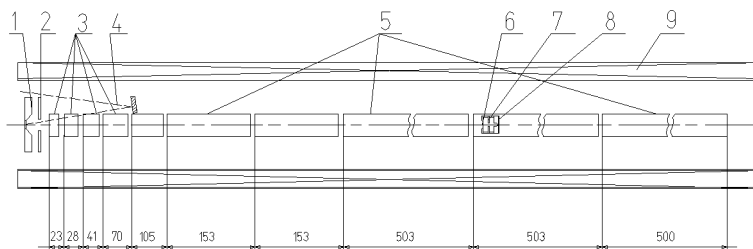


Рис. 10: Схема экспериментальной установки. 1 - катодный узел, 2 - первый анод, 3 - структура для адиабатического ускорения, 4 - лазерный луч, 5 - дрейфовые трубки, 6 - вырезающая диафрагма анализатора продольного энергетического разброса пучка, 7 - запирающий электрод анализатора, 8 - коллектор, 9 - соленоид. Размеры указаны в миллиметрах.

Электронный пучок формируется пушкой ((1,2) рис. 10), погруженной в магнитное поле соленоида (9), и транспортируется вдоль силовых линий магнитного поля до измерителя продольного энергетического разброса пучка (6,7,8), который одновременно является коллектором электронов. Электронная пушка выполнена по схеме с гладкой оптикой [24], т. е. диаметр анодного отверстия (2) значительно превышает диаметр пучка, что позволяет в сильном сопровождающем магнитном поле существенно уменьшить разброс скоростей электронов, приобретаемый в пушке. Сформированный таким образом пучок проходит далее через элементы доускоряющей структуры (3), состоящей из пяти танталовых трубок диаметром 15 мм.

Для реализации режима медленного (адиабатического) ускорения потенциал на доускоряющей структуре был разнесен вдоль направления движения пучка при помощи делителя в соответствии с зависимостью $\varphi \sim z^{4/3}$, где z - продольная координата. Такая зависимость соответствует постоянству параметра адиабатичности ускорения λ (50). Длины трубок подобраны так, чтобы пролет в каждой трубке занимал одну и ту же часть периода плазменных колебаний. В том случае, когда такой пролет в каждой трубке занимает по крайней мере половину периода плазменных колебаний, потенциальная энергия флуктуаций плотности частиц успевает перейти в продольный энергоразброс, который подавляется последующим ускорением при переходе в следующую трубку. Для управления током пучка делитель, разносящий потенциал по доускоряющей структуре, подключался к аноду пушки, разница же в напряжениях на катоде пушки и на аноде определяла ток электронного пучка.

Для работы в режиме быстрого ускорения элементы доускоряющей структуры отключались от анода пушки и заземлялись, превращаясь в пролетный промежуток. При этом разница в напряжениях на катоде пушки и на аноде определяла, как и прежде, ток электронного пучка, однако ускорение до полной энергии происходило сразу, в зазоре между анодом и первым элементом доускоряющей структуры. Важно отметить, что в этом случае ускорение происходило намного быстрее, чем в пушке Пирса, а параметр адиабатичности ускорения λ мог значительно превышать соответствующее пирсовской пушке значение ($2\pi\sqrt{2}$). Так для данного типа пушки при токе пучка 6 мкА и энергии 1500 эВ $\lambda_{max} = 60$.

После доускоряющей структуры пучок попадал в пролетный промежуток (5) (см. рис. 10), выполненный из пяти медных трубок диаметром 20 мм. По оси этих трубок перемещался датчик продольного энергетического разброса (6,7,8), позволяющий наблюдать процессы температурной релаксации. Здесь нужно отметить, что трубки пролетного промежутка (5) изолированы от корпуса установки. Далее, если специально не оговорено, трубки (5) предполагаются заземленными.

3.2 Измерение продольного энергетического разброса

Для измерения продольной температуры электронов была использована схема, описанная в работе [1], см. рис. 11. Способ измерения основан на анализе энергетического разброса в тонком пучке электронов, вырезанном из основного при помощи малого отверстия (2) (0.07 мм, см. рис. 11). Анализ осуществляется тормозящим электрическим полем, заключенным между вырезающей диафрагмой (2) и анализирующей диафрагмой (3). Измеряя зависимость тока коллектора (5) от потенциала анализирующей диафрагмы (3), можно получить интегральную функцию распределения электронов по продольной энергии.

В предположении максвелловского распределения электронов по продольным скоростям соответствующая функция распределения в системе отсчета пучка может быть записана в виде:

$$f(V_{\parallel}) = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_{\parallel}}} e^{-\frac{mV_{\parallel}^2}{2T_{\parallel}}}, \quad (76)$$

тогда в лабораторной системе, для распределения по продольным скоростям $V'_{\parallel} =$

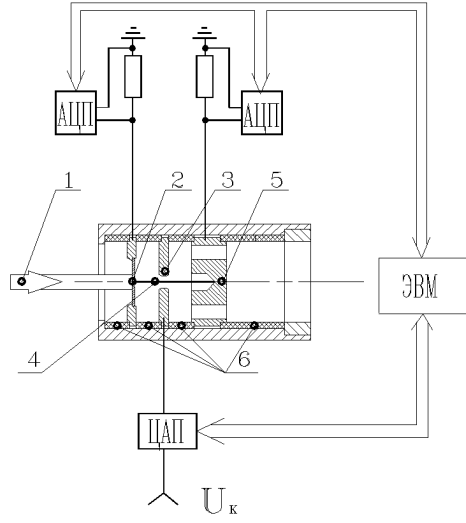


Рис. 11: Схема измерения продольного энергетического разброса в электронном пучке и конструкция измерителя. 1 - входящий электронный пучок, 2 - вырезающая танталовая диафрагма (диаметр отверстия 70 мкм), 3 - запирающий электрод (диаметр отверстия 3 мм), 4 - анализируемый пучок, 5 - танталовый коллектор, 6 - изолирующие керамические втулки.

$V_0 + V_{\parallel}$ получим:

$$f(V_{\parallel}') = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_{\parallel}}} e^{-\frac{m(V_{\parallel}' - V_0)^2}{2T_{\parallel}}}. \quad (77)$$

Вводя обозначения $\mathcal{E} = mV_{\parallel}^2/2$, $W = mV_0^2/2$ и $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E} - W$, можно переписать (77) в виде:

$$f(\mathcal{E}) \sim e^{-\frac{(\sqrt{\mathcal{E}} - \sqrt{W})^2}{T_{\parallel}}}. \quad (78)$$

Для случая $\Delta\mathcal{E} \ll W$ находим $(\sqrt{W} + \Delta\mathcal{E} - \sqrt{W})^2 \simeq -\Delta\mathcal{E}^2/4W$, и для (78) запишем:

$$f(\mathcal{E}) \sim e^{-\frac{(\Delta\mathcal{E})^2}{4WT_{\parallel}}}. \quad (79)$$

После нормировки, для (79), получим:

$$f(\mathcal{E}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi WT_{\parallel}}} e^{-\frac{(\Delta\mathcal{E})^2}{4WT_{\parallel}}}. \quad (80)$$

Интегрируя (80), найдем безразмерную интегральную функцию распределения электронов по продольной энергии:

$$F\left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\sqrt{4WT_{\parallel}}}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\Delta\mathcal{E}}{\sqrt{4WT_{\parallel}}}} e^{-x^2} dx. \quad (81)$$

График функции $F(x)$ (81) приведен на рис. 12 (кривая 1). Как показали результаты подгонки выражения для интегральной функции распределения электронов по

продольной энергии (81) к экспериментальной зависимости тока коллектора (5) (см. рис. 11) от потенциала анализирующей диафрагмы (3), максимальное отклонение экспериментальных точек от функции $F(x)$ не превышает одного процента во всем диапазоне изменения потенциала анализирующей диафрагмы.

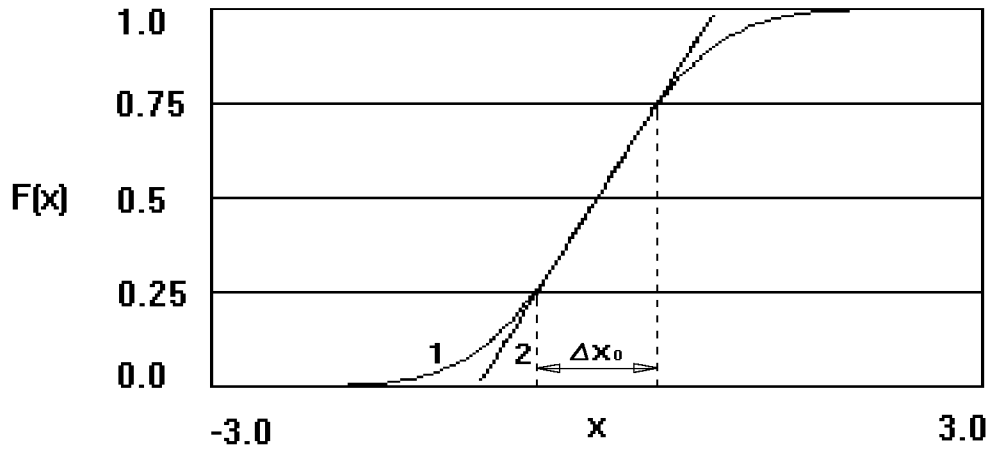


Рис. 12: Безразмерная интегральная функция распределения электронов по продольной энергии $F(x)$ (кривая 1). Прямая (2) соответствует линейной подгонке к точкам кривой (1), расположенным между уровнями 0.25 и 0.75.

Используя равенства $F(0.477) = 0.75$ и $F(-0.477) = 0.25$, для энергетической ширины $\Delta\mathcal{E}_0$, заключенной между уровнями 0.25 и 0.75, получим:

$$\Delta\mathcal{E}_0^2 \simeq 3.64 \cdot WT_{\parallel}. \quad (82)$$

Расчет продольного энергетического разброса по экспериментальной зависимости тока коллектора от потенциала на анализирующей диафрагме производился следующим образом. К экспериментальным точкам, расположенным между уровнями 0.25 и 0.75 от максимального тока коллектора, по методу наименьших квадратов подгонялась прямая. Затем вычислялось расстояние $\Delta\mathcal{E}_1$ вдоль энергетической оси между точками пересечения этой прямой с линиями уровня 0.25 и 0.75 от максимального тока коллектора. Если к идеальной зависимости $F(x)$ в указанной выше части подогнать по методу наименьших квадратов прямую (2) (см. рис. 12), то ее коэффициенты будут таковы:

$$y = 0.537215x + 0.5. \quad (83)$$

Тогда (82) можно переписать в терминах $\Delta\mathcal{E}_1$ следующим образом:

$$\Delta\mathcal{E}_1^2 \simeq 3.46 \cdot WT_{\parallel}. \quad (84)$$

Для среднеквадратичного продольного энергетического разброса в лабораторной системе $\delta\mathcal{E}$ можно записать:

$$\delta\mathcal{E}^2 = \langle \Delta\mathcal{E}^2 \rangle - \langle \Delta\mathcal{E} \rangle^2 = \langle \Delta\mathcal{E}^2 \rangle = \frac{4WT_{\parallel}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx = 2WT_{\parallel}. \quad (85)$$

Сравнивая (84) и (85), получим:

$$\delta\mathcal{E} = 0.760 \cdot \Delta\mathcal{E}_1. \quad (86)$$

Соотношение (86) и использовалось для вычисления продольного энергетического разброса по экспериментальной зависимости тока коллектора от потенциала на анализирующей диафрагме, при этом температура в системе отсчета пучка (см. (85)), определенная как в (5), запишется в виде:

$$T_{\parallel} = 0.578 \cdot \frac{\Delta\mathcal{E}_1^2}{2W}. \quad (87)$$

Для снятия экспериментальной зависимости тока коллектора от потенциала на анализирующей диафрагме в цепь, соединяющую анализирующую диафрагму с катодом, последовательно включался цифра-аналоговый преобразователь (ЦАП-3). Он позволял смещать потенциал анализирующей диафрагмы относительно потенциала катода на величину до ± 10 В. Во всем этом диапазоне разница между записанным и измеренным значением не превышала 5 мВ. Коллектор заземлялся через сопротивление 1 МОм, падение напряжения на котором измерялось интегрирующим АЦП (Ц0609). Время интегрирования составляло 20 мс, АЦП имел 20 разрядов при чувствительности 15 мкВ на единицу младшего разряда. Вырезающая диафрагма (2) (см. рис. 11) заземлялась через сопротивление 1 кОм, напряжение на котором измерялось при помощи аналогичного АЦП. Это позволяло регистрировать полный ток электронного пучка. Наличие малого отверстия в первом электроде (2) анализатора давало возможность измерять распределение плотности тока по поперечному сечению пучка. Для чего, при помощи серии специальных корректирующих обмоток, располагавшихся внутри соленоида, менялся угол между осью установки и направлением магнитного поля. Вместе с полем менялось направление движения замагниченного пучка, различные части которого попадали в малое отверстие при сканировании. В этом случае анализирующая диафрагма заземлялась, и регистрировался ток измерительного коллектора в зависимости от положения пучка.

В ходе экспериментов было обнаружено два важных фактора, влияющих на работу системы измерения продольного энергетического разброса. Первый из них связан с дефокусировкой тонкого пучка малым вырезающим отверстием, что приводит к дополнительному продольному энергетическому разбросу в пучке. Этот дополнительный разброс будет пропорционален энергии пучка W и, при определенном ее значении, превзойдет первоначальный разброс в исследуемом пучке. Таким образом, геометрия измерителя ставит энергетический предел его применимости. Действительно, вырезающая диафрагма работает как дефокусирующая линза [28]. Фокусное расстояние такой линзы равно $4d$, где d - расстояние между вырезающим отверстием и анализирующей диафрагмой, тогда для приобретаемого в линзе продольного энергетического разброса получим:

$$\Delta\mathcal{E}_{\parallel} = W \left(\frac{r}{4d} \right)^2, \quad (88)$$

здесь r - радиус вырезающего отверстия. Нужно отметить, что магнитное поле в этом случае можно не учитывать, поскольку характерные размеры вырезающего отверстия, менее 1 мм, оказываются значительно меньше шага ларморовской спирали

(около 5 мм). На рис. 13 приведены результаты измерения энергетического разброса в зависимости от энергии пучка для измерителей с различным отношением r/d . Для $r/d = 0.08$ - кривая 1, $r/d = 0.007$ - кривая 3, сплошная линия 2 соответствует (88) для $r/d = 0.08$.

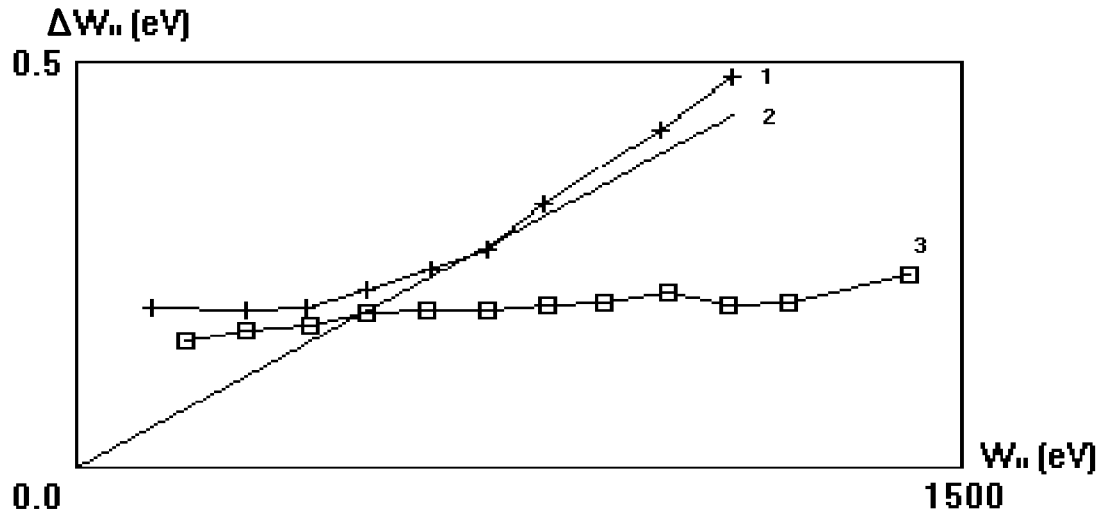


Рис. 13: Зависимость продольного энергетического разброса от энергии пучка, полученная с измерителей, имеющих различное отношение r/d . Для $r/d = 0.08$ - кривая 1, $r/d = 0.007$ - кривая 3, сплошная линия 2 соответствует (88) для $r/d = 0.08$.

Естественным способом увеличения энергетического разрешения такого измерителя является уменьшение отношения r/d . Однако, уменьшение r приводит к квадратичному уменьшению тока в измерительный коллектор и понижению отношения сигнал/шум, значительное же увеличение расстояния d требует очень хорошей выставки (соосность вырезающего и анализирующего отверстий, параллельность оси измерителя магнитному полю), а так же высокой степени однородности магнитного поля в области измерителя.

Вторым важным фактором, определяющим работу анализатора продольного энергетического разброса, является влияние оксидных пленок, образующихся под воздействием пучка на поверхности анализирующей диафрагмы. Неконтролируемые потенциалы, возникающие под воздействием пучка на расположенных вблизи вырезающего отверстия оксидных пленках, сильно искажают поля в отверстии, что приводит к дополнительному неконтролируемому продольному энергетическому разбросу в вырезанном электронном пучке. Этот эффект ярко проявился на медных диафрагмах, и отсутствовал после очистки пучком на танталовых. Для датчика, который использовался в экспериментах отношение $r/d = 0.007$, чему на энергии 1000 эВ соответствует разрешение 3 мэВ. С учетом погрешностей ЦАП и АЦП окончательно для энергетического разрешения всей системы получим: 0.008 эВ.

3.3 Эксперименты с оксидным катодом

Для детального исследования процессов температурной релаксации в замагниченном электронном пучке, а также для изучения возможностей медленного (адиабатического) ускорения, была поставлена серия описанных ниже экспериментов с оксидным термокатодом [34, 36].

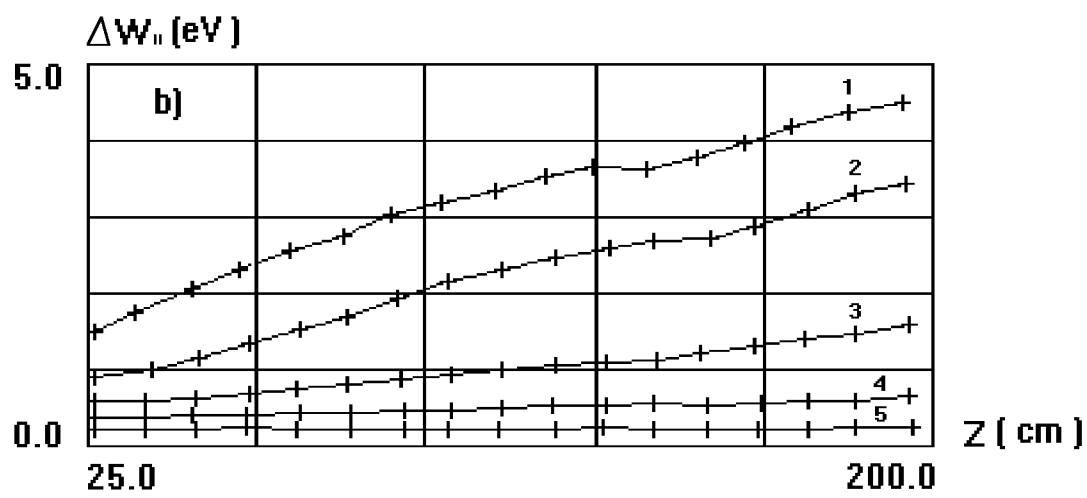
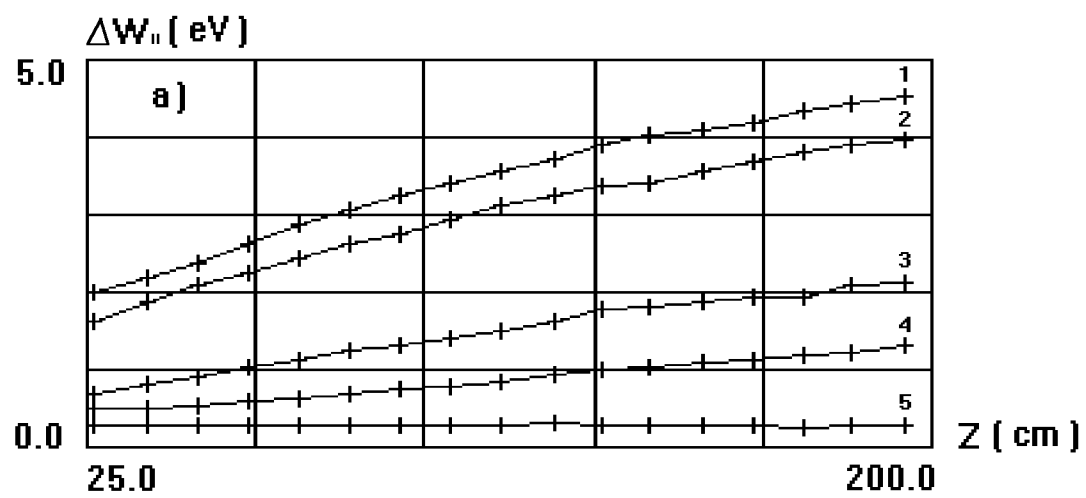
3.3.1 Поперечно-продольная релаксация

Экспериментальные данные, полученные ранее на установках "НАП-М" и "Модель Соленоида", дают лишь косвенную информацию о характере зависимости продольной температуры от координаты вдоль оси пучка, так как энергетический разброс измерялся только в конце участка дрейфа. Наличие подвижного измерителя, способного перемещаться вдоль оси пучка, позволило провести прямое наблюдение процесса поперечно-продольной релаксации в замагниченном электронном потоке. На рис. 14 приведены полученные зависимости продольного энергетического разброса от продольной координаты для различных значений тока пучка: 1 — 9000 μA , 2 — 6400 μA , 3 — 3200 μA , 4 — 1600 μA , 5 — 100 μA ; и при различных величинах сопровождающего магнитного поля: (а) - 1 кГс, (b) - 2 кГс, (с) - 3 кГс. Энергия пучка во всех случаях равна 470 эВ. Наклон кривых дает скорость поперечно-продольной релаксации, подавление которой явно наблюдается с ростом сопровождающего магнитного поля. Негладкость экспериментальных кривых при больших токах вероятно связана с возбуждением поперечных электрон-ионных колебаний [38], приводящих к значительным смещениям оси пучка в процессе измерения относительно оси датчика продольного энергетического разброса. Это приводит к искажению формы измеряемой интегральной функции распределения электронов по продольной энергии из-за неравномерности распределения плотности тока по поперечному сечению пучка. Накопление ионов в пучке происходило за счет ионизации атомов остаточного газа электронами.

Обработка результатов производилась следующим образом. Методом наименьших квадратов, при варьировании коэффициентов C_1, C_2, C_3 в выражении (27), осуществлялась подгонка численного решения (27) к экспериментальным значениям. Для подгонки использовались данные из 24 экспериментальных серий зависимости продольного энергетического разброса от продольной координаты: три значения поля (1, 2, 3 кГс) и восемь значений тока (от 0.1 до 9 мА) при каждом значении поля (см. рис. 14). В каждой серии продольный энергетический разброс измерялся в 17 точках вдоль пролетного промежутка с шагом в 100 мм. В результате обработки были найдены следующие значения для C_1, C_2, C_3 из (27):

$$C_1 = 6.43_{-1.48}^{+2.26}, \quad C_2 = 1.30_{-0.35}^{+0.40}, \quad C_3 = 0.40_{-0.14}^{+0.21}. \quad (89)$$

Приведенный для каждого коэффициента интервал рассчитывался следующим способом. По всей совокупности экспериментальных данных, при определенных значениях констант C_1, C_2, C_3 вычислялись среднее значение и среднеквадратичное отклонение для разности измеренной и рассчитанной в соответствии с (27) продольной температуры пучка. Далее по методу χ^2 проверялась гипотеза о нормальности закона распределения указанной разности для конкретных величин C_1, C_2, C_3 . Посчитанная



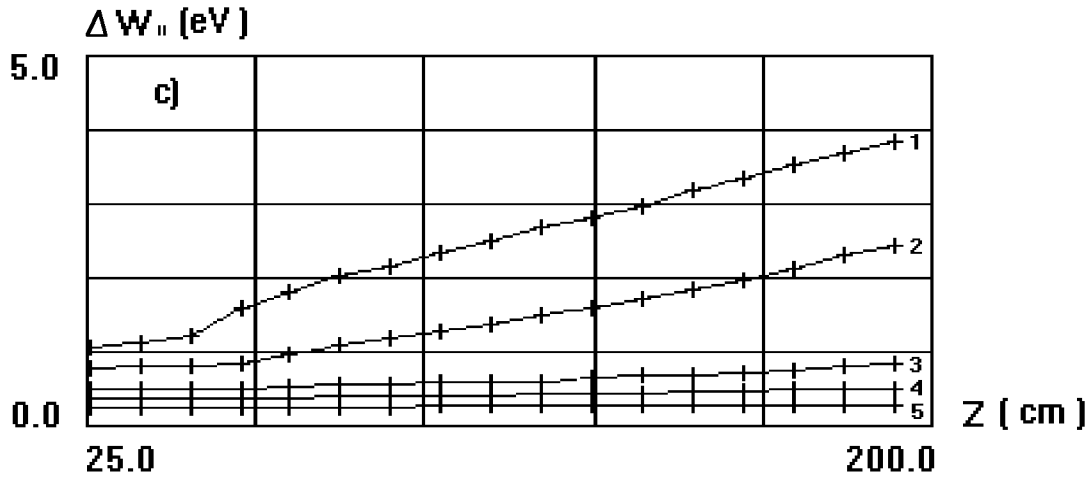


Рис. 14: Экспериментальная зависимость энергетического разброса (оксидный термокатод) от продольной координаты для различных токов пучка: 1 – $9000 \mu A$, 2 – $6400 \mu A$, 3 – $3200 \mu A$, 4 – $1600 \mu A$, 5 – $100 \mu A$; и при различных величинах сопровождающего магнитного поля: (а) - 1 кГс, (б) - 2 кГс, (с) - 3 кГс. Энергия пучка во всех случаях равна 470 эВ.

стандартным образом величина χ^2 являлась в итоге функцией от $C1, C2, C3$. Два из этих трех параметров фиксировались на приведенных выше значениях, третий параметр менялся в обе стороны от оптимального значения. Границы диапазона его изменения определялись по превышению величиной χ^2 своего 10% верхнего предела, определяемого по таблице.

Следует отметить, что для практических оценок уравнением (27) нужно пользоваться с известной степенью осторожности, если вы выходите за указанные пределы: магнитное поле 1–3 кГс, плотность электронов в пучке $10^6 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, продольная температура в системе отсчета пучка $10^{-5} - 10^{-1}$ эВ. Отличие коэффициентов $C_1 - C_3$ от предыдущих результатов [1] связано с тем, что раньше измерения продольного энергетического разброса проводились только в конце участка дрейфа, разброс же энергий на входе не измерялся, и для проведения расчетов предполагалось, что после пушки $T_{||} \simeq 2e^2 n^{1/3}$.

3.3.2 Продольно-продольная релаксация

Для непосредственного наблюдения продольно-продольной релаксации температуры (при подавлении сильным магнитным полем поперечно-продольной релаксации) электронный пучок, после формирования в пушке, транспортировался на низкой энергии (50 эВ) до первого, доступного для подвижного измерителя, зазора между трубками пролетного промежутка (5), см. рис. 10, где пучок ускорялся до полной энергии 800 эВ. На рис. 5 в безразмерных переменных представлена зависимость продольной температуры электронов от времени с момента их быстрого ускорения. Как видно из этого рисунка, характерное время продольно-продольной релаксации по крайней мере вдвое меньше периода плазменных колебаний. Для сравнения на этом

же рисунке приведены результаты численного моделирования процесса продольно-продольной релаксации для соответствующих эксперименту параметров пучка.

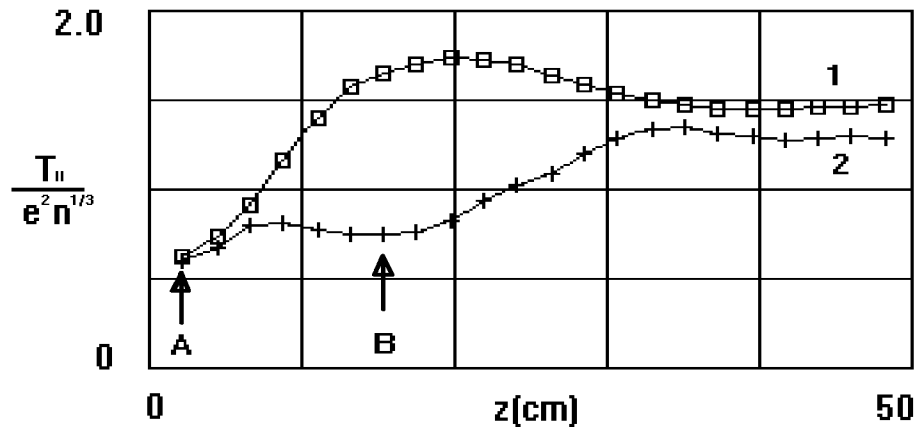


Рис. 15: Экспериментальная зависимость безразмерной продольной температуры от продольной координаты для различных режимов ускорения. Верхняя кривая соответствует быстрому ускорению до энергии 800 эВ (точка А), нижняя получена для тех же параметров пучка, только быстрое ускорение было проведено в два этапа: сначала ускорение до промежуточной энергии 250 эВ (точка А), затем пролетный промежуток 15 см, на котором происходит релаксация температуры, после этого производится ускорение до полной энергии 800 эВ (точка В).

Эффект уменьшения продольной температуры с замедлением процесса ускорения представлен на рис. 15. Верхняя кривая соответствует быстрому ускорению до энергии 800 эВ (точка А), нижняя получена для тех же параметров пучка, только быстрое ускорение было проведено в два этапа: сначала ускорение до промежуточной энергии 250 эВ (точка А), затем пролетный промежуток 15 см, на котором происходит релаксация температуры, после этого производится ускорение до полной энергии 800 эВ (точка В) и наблюдается результат последующей релаксации. Проведенное в два этапа быстрое ускорение с промежуточной релаксацией дает в итоге меньший продольный энергетический разброс, чем одномоментное ускорение до полной энергии. Фактически, это прямая демонстрация того, как работает медленное ускорение.

На рис. 16 приведена зависимость безразмерной продольной температуры от расстояния вдоль дрейфового промежутка после быстрого (1) и медленного (2) ускорения в электронной пушке. Отличие в начальных температурах связано с подавлением продольно-продольной релаксации медленным ускорением. Регулярный рост температуры с увеличением продольной координаты вызван поперечно-продольной релаксацией температур. Рисунок отчетливо демонстрирует возрастание скорости поперечно-продольной релаксации с ростом начальной температуры.

Оценка температуры поверхности применявшегося в данных экспериментах оксидного термодатода была сделана по экспериментальной зависимости средней энергии пучка от его тока (рис. 17). Непрерывная кривая соответствует подгонке методом

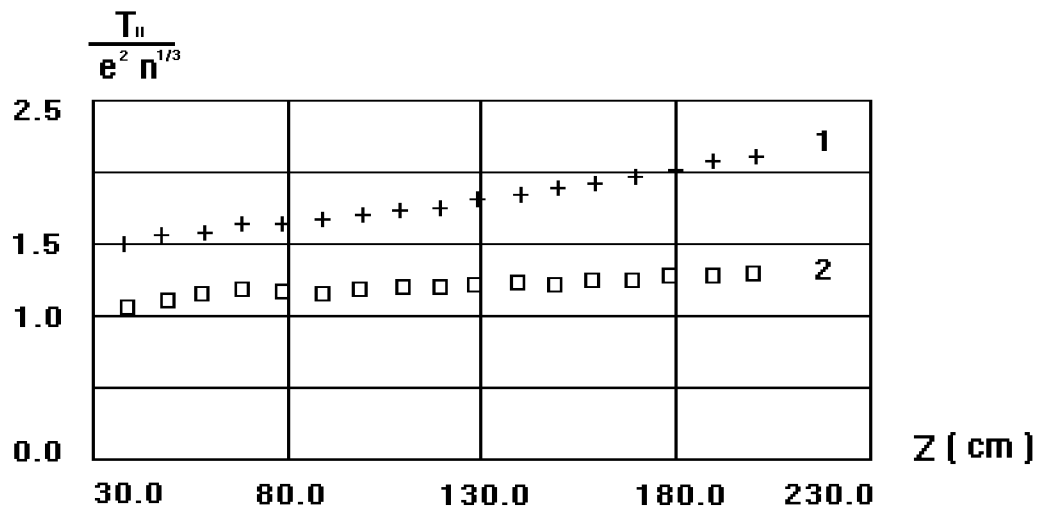


Рис. 16: Зависимость безразмерной продольной температуры от продольной координаты после быстрого (1) и медленного (2) ускорения для тока пучка $200 \mu A$, энергии 470 эВ.

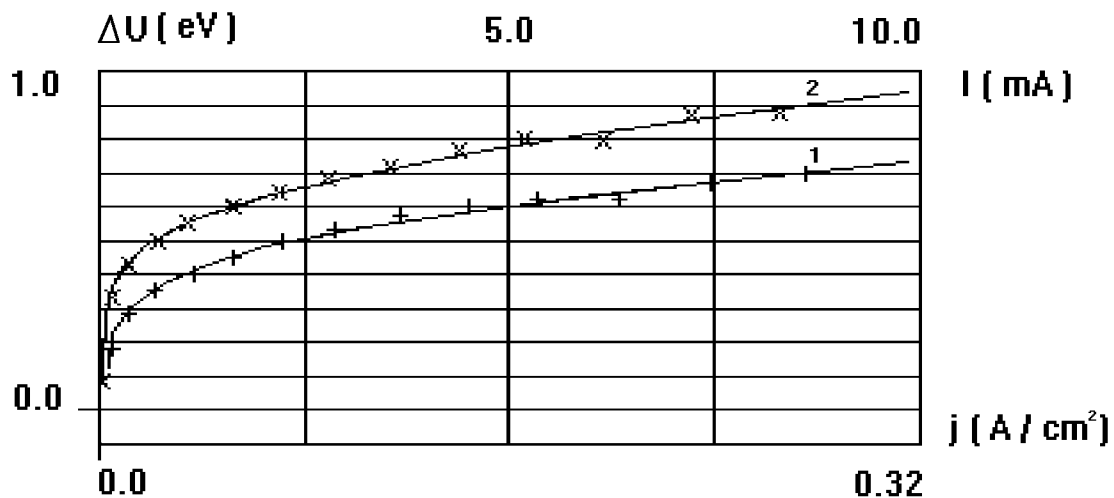


Рис. 17: Зависимость приращения средней энергии от плотности тока пучка для различных температур оксидного катода: кривая 1 - 0.104 эВ, кривая 2 - 0.096 эВ.

наименьших квадратов к выражению (см. (12)):

$$\Delta U = \langle \mathcal{E} \rangle - eU_K = \Delta W_0 + eRI_{\text{п}} + T_K \ln I_{\text{п}}, \quad (90)$$

где $\langle \mathcal{E} \rangle$ - средняя энергия пучка, U_K - потенциал катода, $I_{\text{п}}$ - ток пучка, R - сопротивление оксидного слоя катода, T_K - температура катода, $I_{\text{нагр.}}$ - ток нагревателя катода, величина ΔW_0 , кроме температуры катода, содержит вклад контактной разности потенциалов. Значения подгоночных параметров $\Delta W_0, R, T_K$ приведены в следующей таблице:

<i>кривая</i>	$I_{\text{нагр.}}$ [А]	ΔW_0 [эВ]	R [Ом]	T_K [мэВ]
1	0.35	0.416	13.3	104
2	0.30	0.564	23.2	96

Во всех представленных выше экспериментах ток нагревателя термокатода был равен 0.35 А, соответственно температура поверхности была на уровне 0.1 эВ.

3.4 Эксперименты с арсенид-галлиевым фотокатодом

В первых экспериментах по измерению продольного энергетического разброса пучка, полученного с арсенид-галлиевого фотокатода, использовался HeNe лазер с длиной волны 632 нм и мощностью 15 мВт. Полученный энергетический разброс в десятки раз превосходил соответствующую величину для оксидного термокатода [39]. В результате последующих экспериментов было установлено, что такое увеличение связано с глубокой модуляцией интенсивности лазерного излучения на частотах около 1 ГГц. Подобная модуляция не является стабильной и вызвана одновременной генерацией излучения на нескольких частотных модах оптического резонатора лазера. Значительные изменения интенсивности лазера во времени приводят к соответствующей модуляции плотности электронного пучка, которая после релаксационных процессов переходит в продольный энергетический разброс. Для количественного объяснения обнаруженного эффекта была предложена модель [39], давшая хорошее согласие с экспериментом. В последующих экспериментах использовались одномодовые лазеры: сначала лазер на красителях (100 мВт, 700 – 750 нм), затем более мощный и стабильный перестраиваемый титан-сапфировый лазер (450 мВт, 777 – 860 нм). Сравнительные измерения для титан-сапфирового лазера и лазера на красителях не дали существенного различия практически во всем доступном диапазоне по энергии и току пучка. Поэтому все представляемые здесь эксперименты были проведены с титан-сапфировым лазером.

3.4.1 Влияние многомодового режима работы лазера на энергетический разброс в пучке

Для выяснения причины большого продольного энергетического разброса в пучке при работе с HeNe лазером были измерены распределения плотности тока по поперечному сечению пучка в различных режимах работы пушки (см. рис. 18). Напряжение на катоде пушки было фиксированно (40 В), потенциал первого анода при

этом определял ток электронного пучка. С увеличением тока пучка пушка постепенно переходила из режима пространственного заряда в режим ограничения по току эмиссии. Нужно отметить, что средняя интенсивность лазера оставалась постоянной. Именно такой переход и изображен на рис. 18 соответственно в порядке: а), б), с), д): а) $I_e = 0.8 \mu A, U_a = -33 \text{ В}$; б) $I_e = 13 \mu A, U_a = -22 \text{ В}$; с) $I_e = 20 \mu A, U_a = -10 \text{ В}$; д) $I_e = 21 \mu A, U_a = 0 \text{ В}$. Ток пучка изменялся посредством изменения потенциала U_a на первом аноде. С ростом тока все более четко проявляется структура эмиссии

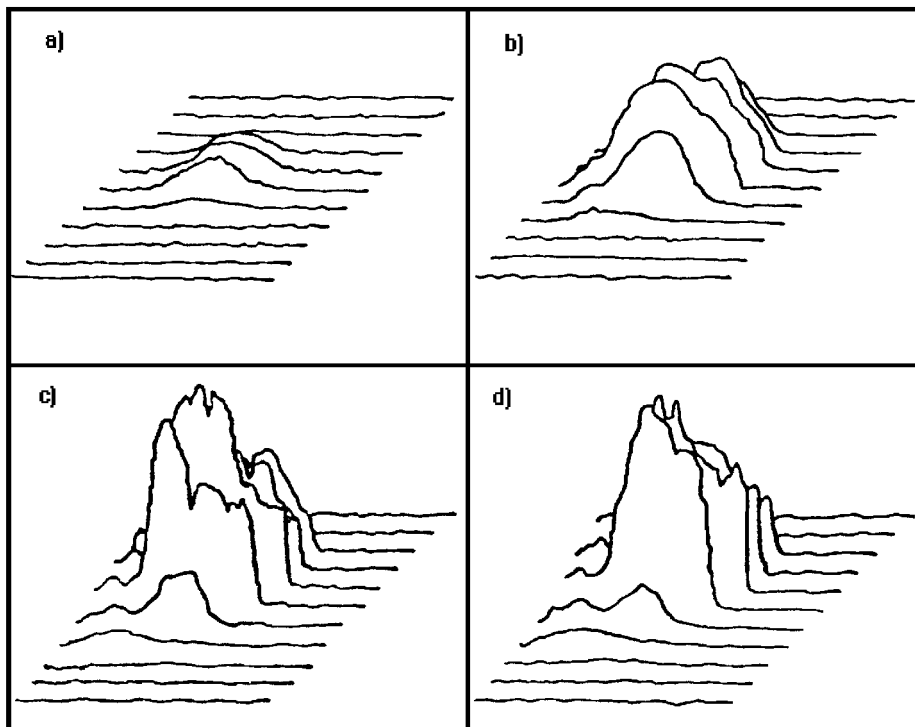


Рис. 18: Распределение плотности тока по поперечному сечению для различных токов пучка при энергии 40 эВ. а) $I_e = 0.8 \mu A, U_a = -33 \text{ В}$; б) $I_e = 13 \mu A, U_a = -22 \text{ В}$; с) $I_e = 20 \mu A, U_a = -10 \text{ В}$; д) $I_e = 21 \mu A, U_a = 0 \text{ В}$. Ток пучка изменялся посредством изменения потенциала U_a на первом аноде.

онной способности фотокатода, она неоднородна и изменяется от активации к активации. В центре каждого из приведенных распределений была измерена интегральная функция распределения электронов по продольной энергии (см. рис. 19 а), б), с), д) соответственно): а) $I_e = 0.8 \mu A, U_a = -33 \text{ В}$; б) $I_e = 13 \mu A, U_a = -22 \text{ В}$; с) $I_e = 20 \mu A, U_a = -10 \text{ В}$; д) $I_e = 21 \mu A, U_a = 0 \text{ В}$. Отчетливо наблюдается рост продольного энергетического разброса при переходе пушки от режима пространственного заряда к режиму ограничения по току эмиссии. На малых токах пучка (а), когда эмиссионная способность катода даже в своем минимуме значительно превосходит выходящий из пушки ток, переход модуляции интенсивности лазера в модуляцию плотности пучка сильно подавлен. Такому случаю соответствует минимальный энергетический разброс в пучке (см. рис. 19(а)). Далее, с увеличением тока, наступает момент, когда эмиссионная способность катода не может обеспечить режим простран-

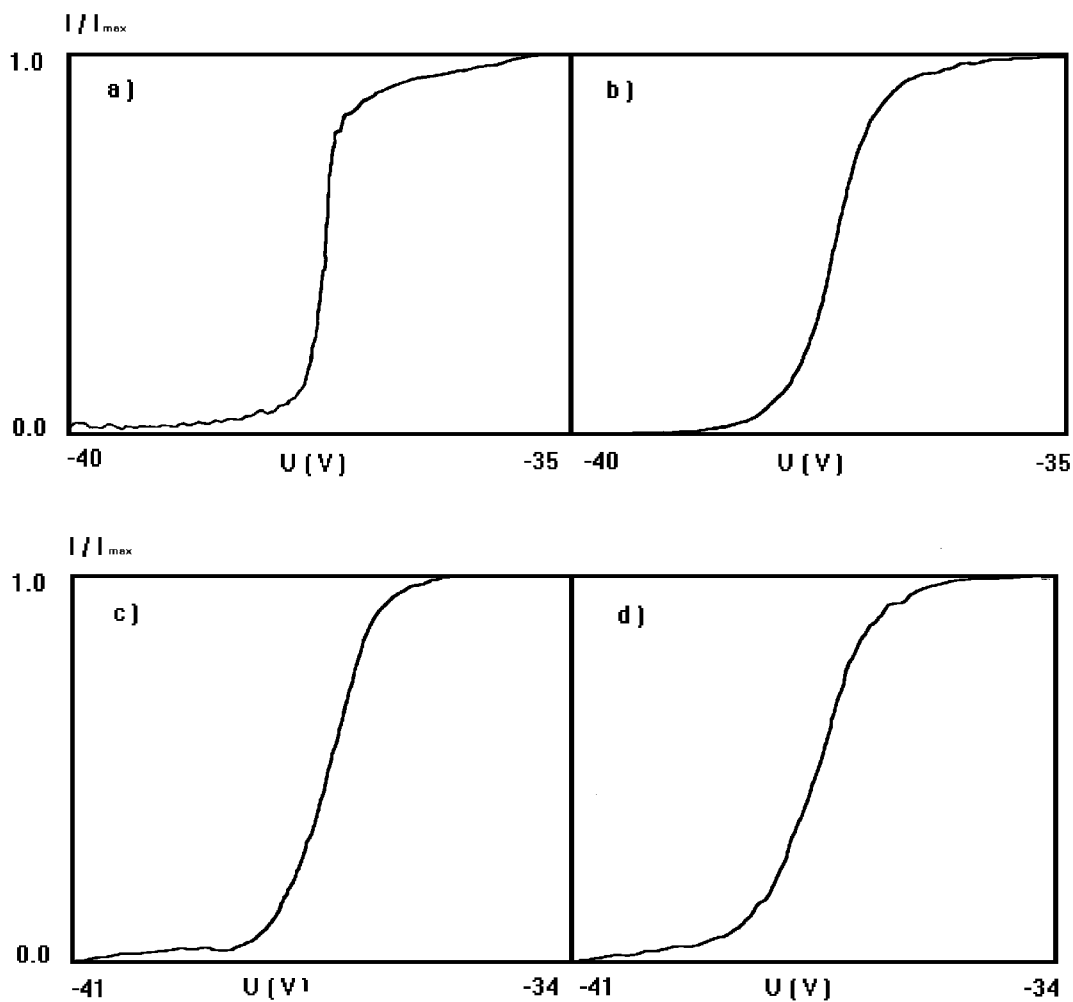


Рис. 19: Зависимости тока коллектора в анализаторе продольного энергетического разброса от напряжения на запирающем электроде для различных токов пучка при катодном потенциале -40 В: а) $I_e = 0.8 \mu A, U_a = -33$ В; б) $I_e = 13 \mu A, U_a = -22$ В; в) $I_e = 20 \mu A, U_a = -10$ В; д) $I_e = 21 \mu A, U_a = 0$ В. Ток пучка изменялся посредством изменения потенциала U_a на первом аноде.

ственного заряда в пушке, и модуляция интенсивности лазера приводит к соответствующей модуляции плотности выходящего из пушки пучка. Модуляция же плотности переходит в процессе релаксации в продольный энергетический разброс (см. рис. 19(b,c)). Нужно отметить, что измеренный энергетический разброс (более 2 эВ) значительно превосходит как потенциал на оси пучка, связанный с пространственным зарядом:

$$\Phi = \frac{2I_{\text{п}}}{V_e} \left(\ln \frac{a}{b} + \frac{1}{2} \right) \simeq 0.3\text{В},$$

(вакуумная камера находится под нулевым потенциалом), так и энергию фотонов (1.96 эВ). Данные измерения проводились на энергии 40 эВ ($V_e = 3.6 \cdot 10^8$ см/с), при токе пучка $I_{\text{п}} = 40$ мкА, и отношении радиуса вакуумной камеры к радиусу пучка $a/b = 12.5$.

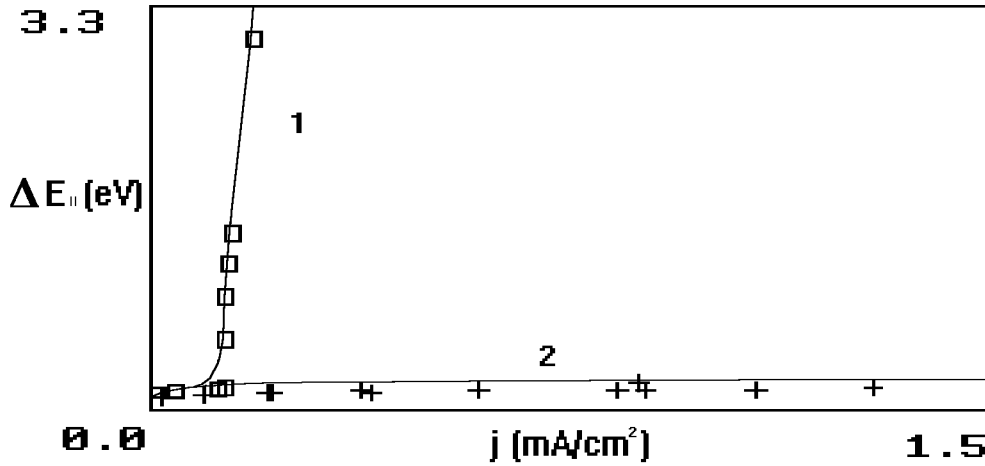


Рис. 20: Энергетический разброс в зависимости от плотности тока пучка для многомодового гелий-неонового (кривая 1, \square) и одномодового титан-сапфирового (кривая 2, $+$) лазеров.

На рис. 20 приведена зависимость продольного энергетического разброса от тока пучка при фиксированной энергии. Экспериментальные точки \square соответствуют гелий-неоновому лазеру, работающему в многомодовом режиме, точки $+$ получены на одномодовом лазере при прочих равных условиях. Сплошная кривая 1 получена при помощи выражения (A.126) для $\delta I/I = 0.25$ и $\omega = 250$ МГц. Сплошная кривая 2 построена с помощью (43) для $C = 1.6$, $T_K = 36$ мэВ. Отчетливо видно пороговое поведение энергетического разброса (кривая 1) при переходе пушки из режима пространственного заряда в режим ограничения по току эмиссии. В дополнение к этому был измерен спектр флуктуаций интенсивности лазерного излучения в диапазоне 0.1 – 1250.0 МГц. Результаты этих измерений представлены на рис. 21. Измерения проводились при помощи достаточно широкополосного полупроводникового фотодиода. Величины пиков менялись во времени и на рис. 21 приведены усредненные значения. Расстояние между пиками по частоте соответствует расстоянию между соседними модами оптического резонатора лазера $\Delta f = c/2L = 251$ МГц. Подобные

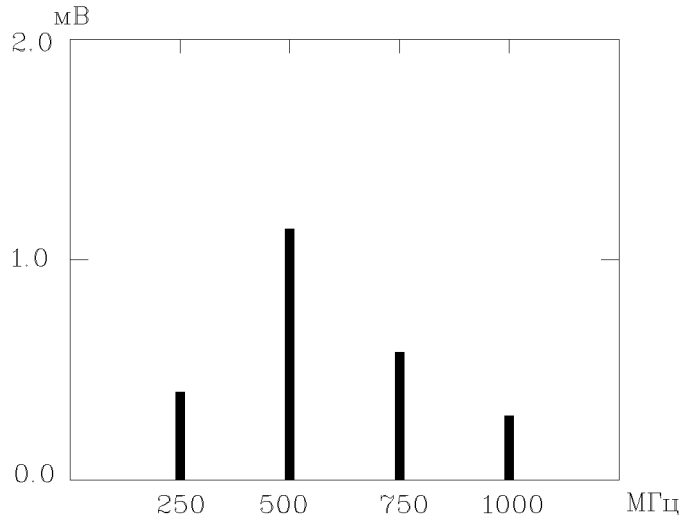


Рис. 21: Измеренный спектр флуктуаций мощности гелий-неонового лазера (длина волны $0.63 \mu\text{m}$, мощность 7 мВт).

результаты были получены с лазером на красителе, при перестройке последнего в частотно многомодовый режим. Подробное изложение модели [39], описывающее этот эффект, отнесено в Приложение 1.

В заключении нужно отметить, что для формирования электронного пучка с минимальным энергетическим разбросом необходимо использовать только стабильный, частотно одномодовый лазер.

3.4.2 Энергетический разброс в пучке, полученном с арсенид-галлиевого фотокатода

Зависимость продольного энергетического разброса в электронном пучке, полученном с арсенид-галлиевого фотокатода от плотности тока пучка на энергии электронов 9 эВ приведена на рис. 22. Фотокатод освещался одномодовым титан-сапфировым лазером, настроенным на длину волны 800 нм. Сплошная кривая 1 (рис. 22) учитывает лишь продольно-продольную релаксацию ((43) $C = 1.6$), в то время как сплошная кривая 2 соответствует сумме выражения (27) с проинтегрированным по продольной координате выражением (43). Кривая 2 была подогнана по методу наименьших квадратов к экспериментальным точкам. Наилучшее согласие было достигнуто при следующих значениях констант $C = 1.6, T_K = 36$ мэВ из (43), и $C_1 = 2.0, C_2 = 0.35, C_3 = 0.4, T_{\perp} = 36$ мэВ из (27). Данный результат свидетельствует в пользу совпадения продольной и поперечной температур эмитируемых фотокатодом электронов.

Одним из самых существенных достоинств арсенид-галлиевого фотокатода является его достаточно низкая температура. В эксперименте имелась возможность охлаждать фотокатод до температуры жидкого азота. На рис. 23 представлена зависимость продольного энергетического разброса в пучке от температуры фотокатода. Энергия пучка 9 эВ, магнитное поле 3 кГс. Полученные в эксперименте зна-

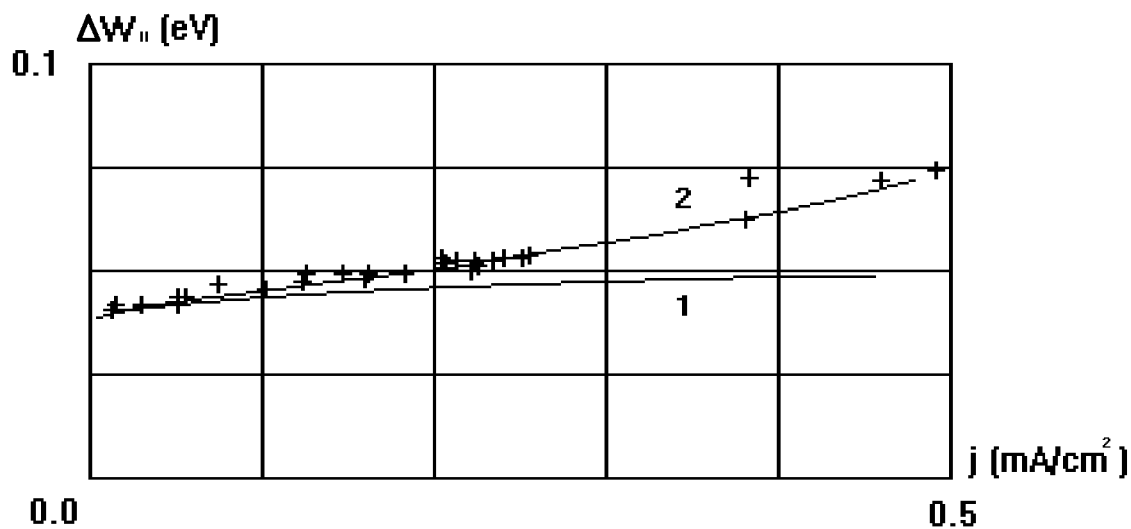


Рис. 22: Экспериментальная зависимость энергетического разброса от плотности тока пучка для энергии 9 эВ при сопровождающем магнитном поле в 3 кГс (+). Сплошная кривая 1 учитывает лишь продольно-продольную релаксацию, сплошная кривая 2 соответствует совместному действию поперечно-продольной и продольно-продольной релаксаций.

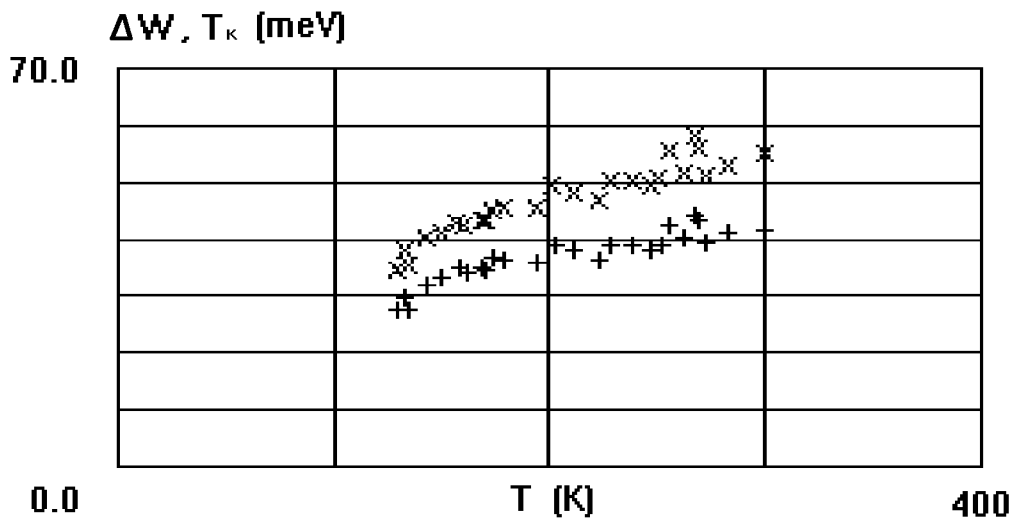


Рис. 23: Зависимость продольного энергетического разброса в электронном пучке от температуры кристалла GaAs (x), и рассчитанная продольная температура вблизи поверхности катода (+).

чения (группа точек расположенная выше) были пересчитаны, с учетом процессов продольно-продольной и поперечно-продольной релаксации, в продольный энергетический разброс вблизи поверхности фотокатода (нижняя группа точек). Значения констант, определяющие релаксационные процессы, были взяты из предшествующего эксперимента (см. рис. 22), проведенного с теми же параметрами пучка. Измерения (см. рис. 23) проводились на минимально возможном токе для уменьшения вклада в продольный энергетический разброс релаксационных процессов. Рассчитанная указанным выше образом минимальная продольная температура вблизи поверхности катода составила 29 мэВ. Полученная величина согласуется со средним изменением энергии фотоэлектрона в кристалле GaAs за одно столкновение с фоном решетки 30 – 50 мэВ. Температура кристалла измерялась при помощи термопары. Значительный разброс экспериментальных точек (около 10%) связан с малостью тока пучка (0.3 мкА), и, соответственно, с небольшим отношением сигнал/шум. Плюс к этому ток падал с охлаждением катода, что может быть связано с увеличением работы выхода фотокатода при уменьшении его температуры [40].

В отличие от температуры катода, изменение длины волны лазерного излучения не привело к изменению продольного энергетического разброса в эмитируемом фотокатодом пучке во всем доступном нам диапазоне энергий фотонов 1.45 – 1.60 эВ, см. рис. 24.

На рис. 25 представлена зависимость продольного энергетического разброса от тока пучка для различных энергий. Сплошные кривые построены в соответствии с (43) при $C = 1.6$, $T_K = 36$ мэВ. Фотокатод освещался частотно-одномодовым титан-сапфировым лазером (длина волны - 800 нм). Отчетливо виден дополнительный рост продольного энергетического разброса с током за счет поперечно-продольной релаксации для малой энергии (нижняя кривая).

Рис. 26 отражает поведение продольного энергетического разброса в конце дрейфового промежутка в зависимости от плотности тока пучка для фотокатода и оксидного термокатада при различных величинах сопровождающего пучок магнитного поля: (+),(X) - оксидный катод, 1 и 3 кГс соответственно, (·),(□) - фотокатод, 1 и 3 кГс соответственно. Сплошные кривые соответствуют численному решению (27) с поперечной температурой равной 40 мэВ для фотокатода, и 110 мэВ для оксидного катода. Более продолжительная полочка в зависимости для фотокатода связана с более низкой поперечной температурой эмитируемых им электронов. На данном рисунке отчетливо наблюдается подавление поперечно-продольной релаксации сопровождающим магнитным полем. Расстояние от пушки до измерителя продольного энергетического разброса в данном случае составляло 195 см.

На рис. 27 показана зависимость смещения средней энергии пучка от его тока для фотокатода: кривая 1 - 100 эВ, 3 кГс; 2 - 100 эВ, 0.67 кГс; 3 - 400 эВ, 1 кГс; 4 - 400 эВ, 3 кГс; 5 - 900 эВ, 3 кГс.

В этих экспериментах использовался минимально возможный ток пучка для того, чтобы уменьшить вклад в сдвиг средней энергии, связанный с омическим сопротивлением катода. Линейное поведение экспериментальных зависимостей в выбранном масштабе (при малых токах) соответствует (90), откуда может быть оценена продольная температура электронов на выходе из катода. Существенный разброс экспериментальных значений для больших токов связан с режимом работы пушки (переход

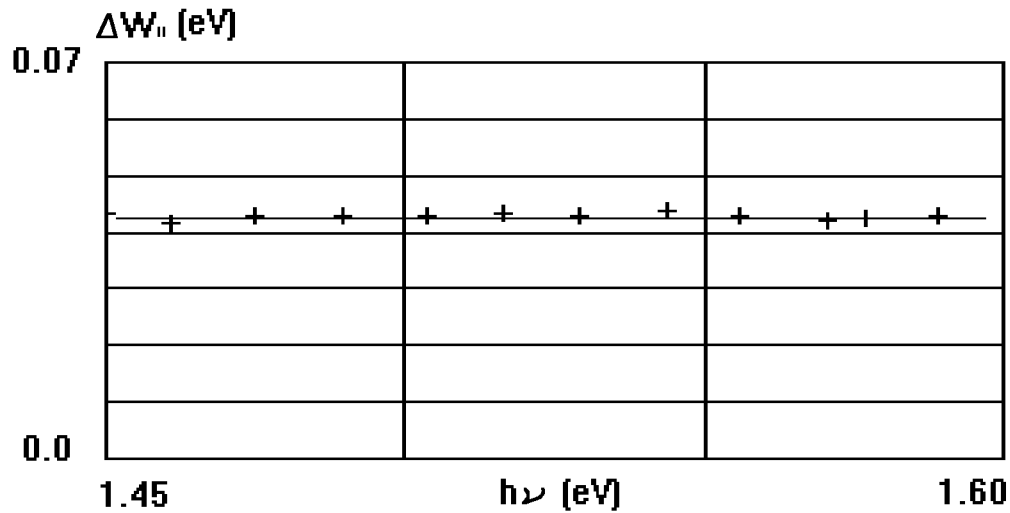


Рис. 24: Зависимость продольного энергетического разброса в электронном пучке от энергии фотонов, $I = 1.6 \mu\text{A}$, $W = 9 \text{ эВ}$, $B = 3 \text{ кГс}$.

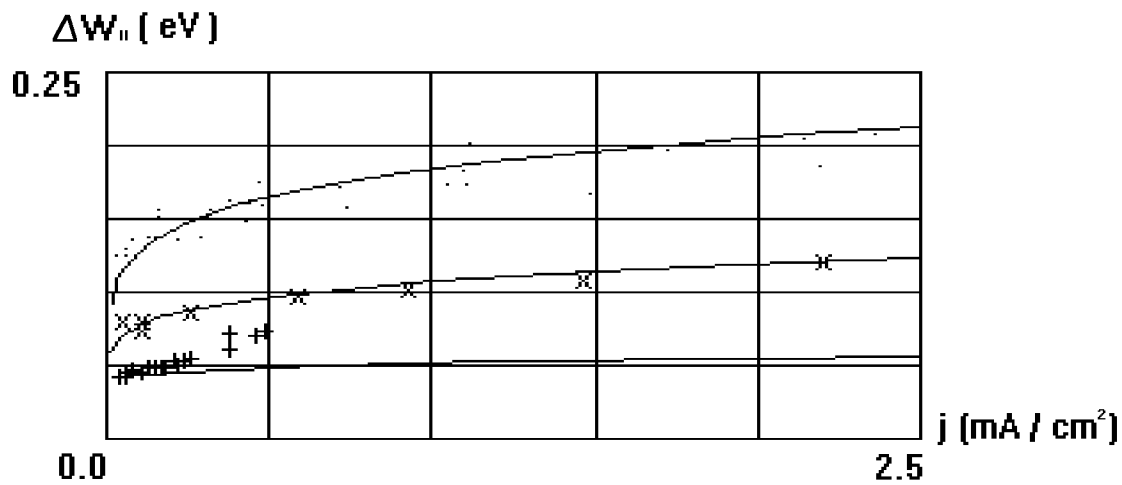


Рис. 25: Продольный энергетический разброс как функция плотности тока пучка для различных энергий при сопровождающем магнитном поле 3 кГс: $W = 9 \text{ эВ}$ (+), $W = 100 \text{ эВ}$ (x), $W = 400 \text{ эВ}$ (·). Сплошные кривые построены в соответствии с (43) при $C = 1.6$, $T_K = 36 \text{ мэВ}$. Быстрое ускорение, фотокатод.

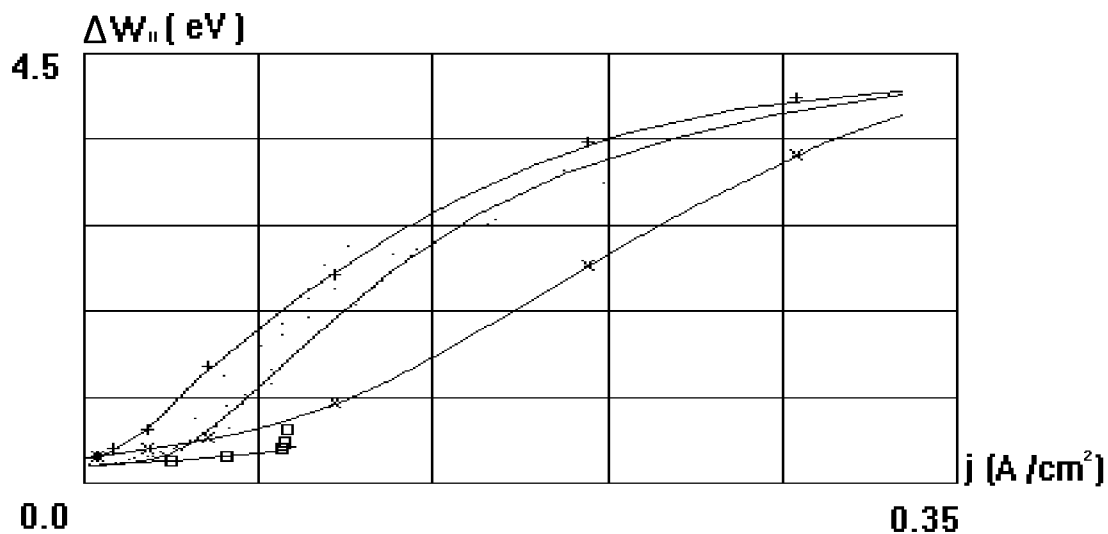


Рис. 26: Продольный энергетический разброс в зависимости от плотности тока пучка при быстром ускорении для оксидного катода и фотокатода в различных магнитных полях: (+),(X) - оксидный катод, 1 и 3 кГс соответственно, (·),(□) – фотокатод, 1 и 3 кГс соответственно. Сплошные кривые соответствуют численному решению (27) с поперечной температурой равной 40 мэВ для фотокатода, и 110 мэВ для оксидного катода. Энергия пучка 900 эВ, расстояние от катода до измерителя равно 195 см.

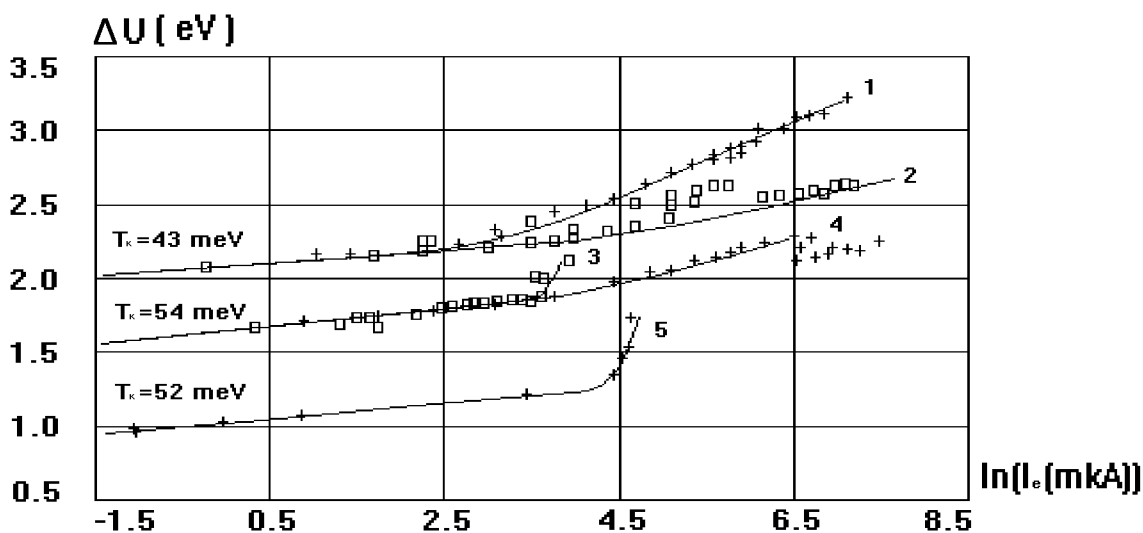


Рис. 27: Зависимость разницы между средней энергией пучка и напряжением на фотокатоде от логарифма тока пучка для различных энергий и величин сопровождающего пучок магнитного поля: кривая 1 - 100 эВ, 3 кГс; 2 - 100 эВ, 0.67 кГс; 3 - 400 эВ, 1 кГс; 4 - 400 эВ, 3 кГс; 5 - 900 эВ, 3 кГс.

в режим с ограничением по току эмиссии) и неоднородностью плотности эмиссии по поверхности фотокатода (см. рис. 14). Небольшое изменение полного тока приводит к значительному перераспределению плотности тока в пучке и плотность тока пучка вырезанного измерителем может существенно отклониться от средней плотности, что, в свою очередь, приводит к изменению средней энергии в вырезанном пучке. Нужно отметить, что форма измеряемой на малых токах функции распределения электронов по продольной энергии практически совпадает с максвелловской (при наличии виртуального катода термодинамическое равновесие в прикатодной плазме видимо успеваеет восстановиться). Изменение наклона представленных на рис. 27 зависимостей, может быть связано с переходом пушки из режима пространственного заряда в режим ограничения по току эмиссии, когда исчезает виртуальный катод и измеряемая функция распределения становится ближе к своей оригинальной форме. К сожалению, измерить эту форму не удалось ввиду необходимости работать на очень малых токах и на большой энергии (в режиме глубокого ограничения по току эмиссии), в этом случае точность измерения продольного энергетического разброса становится очень низкой.

Следующий рисунок (рис. 28) представляет зависимости безразмерной продольной температуры от тока пучка для разных энергий и различных режимов ускорения. Рост температуры на больших токах связан с поперечно-продольной релаксацией. Видно, что в данном диапазоне токов, продольный энергетический разброс существенно зависит от режима ускорения. Низкая эффективность медленного ускорения

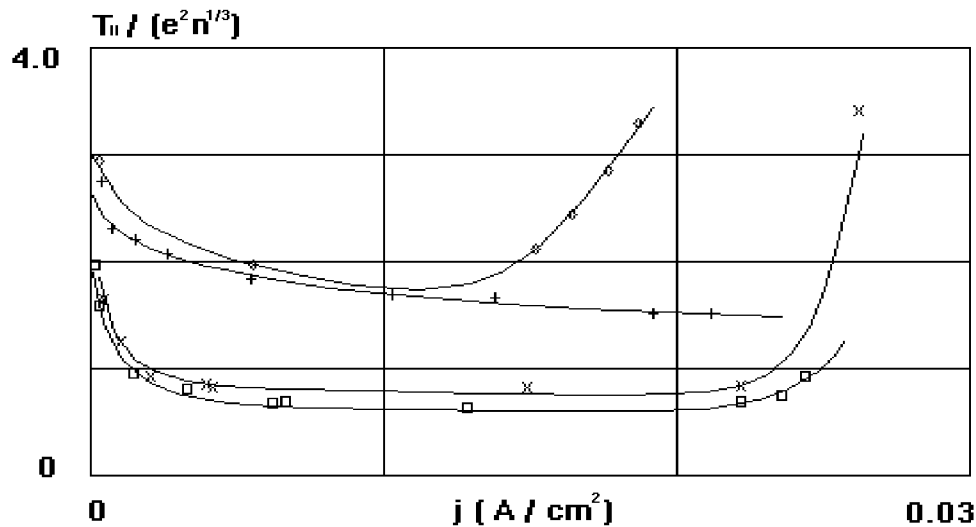


Рис. 28: Зависимость безразмерной продольной температуры от плотности тока пучка для фотокатода при различных энергиях и режимах ускорения: быстрое ускорение - (\diamond - 400 эВ, $+$ - 900 эВ), медленное ускорение - (\times - 400 эВ, \square - 900 эВ). Магнитное поле - 3 кГс, расстояние от катода до измерителя - 195 см.

на малых плотностях токов связана с уменьшением плотности пучка, что приводит к нарушению критерия медленности ускорения (50). Две верхние кривые отчетливо демонстрируют зависимость скорости процесса поперечно-продольной релаксации от плотности пучка (область больших токов).

На рис. 29 представлена зависимость продольного энергетического разброса от тока пучка для быстрого и медленного режимов ускорения. При малых токах мед-

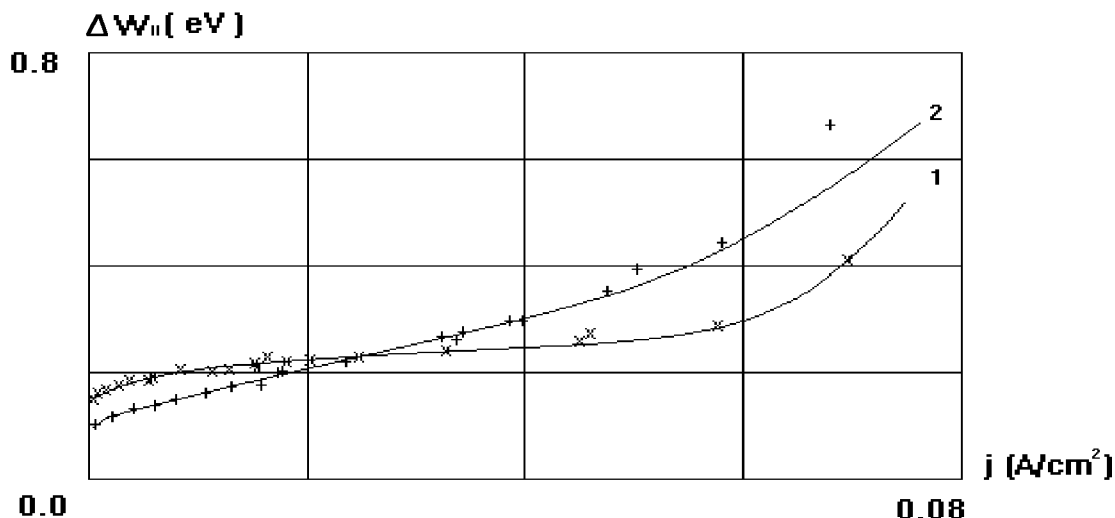


Рис. 29: Измеренный продольный энергетический разброс в зависимости от плотности тока пучка (фотокатод) : 1 - быстрое ускорение, 2 - медленное. Сплошные кривые построены с учетом продольно-продольной и поперечно-продольной релаксаций температуры, в соответствии с (46), (27), (89). Магнитное поле - 3 кГс, энергия пучка - 900 эВ, расстояние от катода до измерителя - 195 см.

ленное ускорение позволяет уменьшить продольный энергетический разброс, однако на больших токах ситуация меняется на противоположную. Это связано с тем, что пучок при медленном ускорении большее время находится в более плотном состоянии, и вклад поперечно-продольной релаксации в рост продольного энергетического разброса в таком случае становится больше.

3.5 Заключение

Итогом описанных выше экспериментов стали практические рекомендации, которые необходимо учитывать при формировании ультрахолодных электронных пучков:

1) Фотокатод позволяет существенно снизить не только продольную, но и поперечную температуру эмитируемых электронов. Последнее обстоятельство наиболее существенно для установок электронного охлаждения, где подавление поперечно-продольной релаксации при транспортировке пучка особенно важно. В этой работе был исследован арсенид-галлиевый фотокатод, находящийся в состоянии небольшого отрицательного электронного средства. Измеренный продольный среднеквадратичный энергетический разброс эмитируемых таким катодом электронов составил 29 ± 3 мэВ. Оценки поперечного энергетического разброса, сделанные на основе экспериментально проверенной модели процесса поперечно-продольной релаксации, дают величину 40 ± 10 мэВ.

2) Лазер должен работать исключительно в частотно одномодовом режиме и обладать высокой стабильностью. Приведенные выше значения продольной и попереч-

ной температур эмитируемых электронов практически остаются неизменными при перестройке длины волны лазера в диапазоне 777 – 857 нм.

3) Сопровождающее пучок магнитное поле должно иметь соответствующую требуемым току и энергии пучка величину, чтобы подавить процесс поперечно-продольной релаксации температур (см. (14),(15)).

4) Если сопровождающее магнитное поле достаточно велико, и поперечно-продольная релаксация температур подавлена, то возможно эффективное использование медленного (адиабатического) ускорения электронов для существенного уменьшения их продольного энергетического разброса.

Выполнение изложенных выше требований позволило экспериментально получить электронный пучок, средняя потенциальная энергия взаимодействия частиц в котором существенно превосходит среднюю кинетическую энергию их теплового движения: $T_{\parallel}/e^2 n^{1/3} \simeq 0.6$ (см. рис. 28).

4 Получение коротких интенсивных электронных сгустков с арсенид-галлиевого фотокатода.

4.1 Выбор типа источника электронов

Интенсивные источники электронов, базирующиеся на пушке с постоянным напряжением, как правило требуют громоздкой и дорогостоящей системы субгармонической группировки пучка, располагающейся перед группирователем, работающем на основной частоте линейного ускорителя. Так для инжекционного комплекса ВЭПП-5, на входе в группирователь, работающий на основной частоте ускорителя (2856 МГц), требуется сгусток, содержащий не менее 10^{11} электронов и имеющий длительность 200 пс (ширина на полувысоте). Это соответствует максимальному импульсному значению тока 75.2 А. Для пушки Пирса с диаметром катода 10 мм и таким же расстоянием катод-анод, работающей в режиме пространственного заряда, получим:

$$U = \left[\frac{9}{\sqrt{2}} I \sqrt{me} \right]^{\frac{2}{3}} \simeq 123 \text{кВ}, \quad (91)$$

где U - напряжение катод-анод, I - ток пучка, e и m - заряд и масса электрона. Получить такую напряженность поля (более 100 кВ/см) на катоде реальной пушки не так просто, поскольку эта величина практически является пределом для пушек с постоянным напряжением. Поэтому обычно ток снижают до нескольких Ампер, удлиняя сгусток, чтобы сохранить полный заряд, а затем сжимают пучок до требуемых продольных размеров субгармоническим группирователем. Переход к импульсному высоковольтному питанию пушки также довольно громоздок и практически не уменьшает затрат на источник электронов. Эффективным способом разрешения этой проблемы является ускорение достаточно короткого сгустка в полях СВЧ резонатора, величина которых может более чем на порядок превосходить максимальные статические поля в электронных пушках. Это дает огромный выигрыш в импульсном токе и, соответственно, в числе частиц, формирующих достаточно короткий сгусток. Нужно отметить, что такой резонатор может быть запитан от ВЧ основного линейного ускорителя и не требует отдельной ВЧ системы.

Качество формируемого СВЧ резонатором электронного сгустка, его эмиттанс и энергетический разброс зависят от отношения длительности эмиссионной способности катода к периоду ВЧ. Чем меньше это отношение, тем выше качество сгустка. В этом смысле наихудшее качество дают непрерывно эмитирующие катоды. Управление эмиссией с термо катода при помощи запирающей сетки на частотах ускоряющего ВЧ, превышающих 1 ГГц, крайне затруднено. Данное обстоятельство делает термокатод наименее подходящим эмиттером для СВЧ пушки с частотой ускоряющего поля около 3 ГГц.

Современное состояние лазерной техники предоставляет большие возможности для генерации мощных пикосекундных световых импульсов в широком спектральном диапазоне. Также имеется возможность для достаточно точной синхронизации лазерного импульса с фазой ВЧ ускоряющего резонатора. Все это и определяет выбор фотокатода, как наиболее адекватного эмиттера для СВЧ пушки.

Основные параметры широко используемых фотокатодов даны в представленной на рис. 30 таблице.

	МЕТАЛЛЫ	ПОЛУПРОВОДНИКИ И ИЗОЛЯТОРЫ	GaAs С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СРОДСТВОМ
ОСНОВНОЙ ТИП СТОЛКНОВЕНИЙ	ЭЛЕКТРОН – ЭЛЕКТРОННЫЙ	ЭЛЕКТРОН – ФОНОННЫЙ	ЭЛЕКТРОН – ФОНОННЫЙ
ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЯ ВАКУУМА ОТНОСИТЕЛЬНО ДНА ЗОНЫ ПРОВОДИМОСТИ	ВЫШЕ	ВЫШЕ	НИЖЕ
КРАСНАЯ ГРАНИЦА ФОТОЭМИССИИ	Cs – Pt 689nm – 219nm 1.8eV – 5.65eV	Cs ₃ Sb – SbNa ₂ K(Cs) 652nm – 826nm 1.9eV – 1.5eV	GaAs(Cs,0) 992nm – 652nm 1,25eV – 1.9eV
КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ	$8 \cdot 10^{-5} - 4 \cdot 10^{-4}$	0.05 – 0.25	0.01 – 0.6
ВРЕМЯ ОТКЛИКА ФОТОКАТОДА	$10^{-15} - 10^{-14}$ с	$10^{-13} - 10^{-12}$ с	$2 \cdot 10^{-10} - 7 \cdot 10^{-9}$
МАКСИМАЛЬНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ТОК И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА	более 1 кА/см ² менее 30пс	более 200 А/см ² менее 100пс	более 4 А/см ² 2 нс
ОСОБЫЕ УСЛОВИЯ	$10^{-8} - 10^{-9}$ торр активация не требуется	$10^{-10} - 10^{-11}$ торр требуется активация	$10^{-10} - 10^{-11}$ торр требуется активация

Рис. 30: Таблица основных параметров широко используемых фотокатодов

Металлические фотокатоды имеют большую эмиссионную способность (более 1 кА/см²) [41], надежны, не нуждаются в активации и менее требовательны к вакуумным условиям. Однако, они имеют самую низкую квантовую эффективность ($10^{-5} - 10^{-4}$), что требует большой мощности от лазерной системы и ведет к ее значительному удорожанию. Полупроводниковые мультищелочные фотокатоды на два - три порядка лучше металлических по квантовой эффективности, обладают достаточной эмиссионной способностью, но, как правило, нуждаются в активации. Активация заключается в нанесении на поверхность полупроводника атомарных слоев щелочных металлов, уменьшающих работу выхода. Для достижения большого времени жизни активирующего слоя таких фотокатодов необходим вакуум на уровне $10^{-8} - 10^{-10}$ торр.

Арсенид-галлиевый фотокатод, обладает одним важным преимуществом над другими полупроводниковыми фотокатодами - способностью эмитировать поляризованные электроны. Именно возможность получения поляризованных электронных сгуст-

ков выделяет этот фотокатод, среди многих других, применяемых в СВЧ фотопушках [42].

Как показал опыт работы источника поляризованных электронов на Стэнфордском линейном ускорителе [14], арсенид-галлиевый фотокатод, активированный до состояния отрицательного электронного сродства, способен эмитировать электроны с 80-ти процентной поляризацией, при квантовой эффективности в 1 % и импульсной плотности тока эмиссии 4А/см^2). Время жизни такого фотокатода для длительности лазерного импульса 2 нс и частоты следования импульсов 240 Гц превышает 300 часов. При этом вакуум находится на уровне 10^{-11} торр. Нужно отметить, что среди наиболее широко распространенных полупроводниковых фотокатодов арсенид-галлиевый фотокатод наиболее требователен к вакуумным условиям [43].

4.2 Важнейшие характеристики арсенид-галлиевого фотокатода

Процесс фотоэмиссии обычно разделяют на три стадии [15]. В первой стадии происходит поглощение фотонов и фотовозбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости:

$$dN_{\text{фэ}} = \alpha_{\text{фэ}} N_{\text{ф}} (1 - R) e^{-\alpha x} dx, \quad (92)$$

где $N_{\text{ф}}$ - число падающих на фотокатод фотонов, $dN_{\text{фэ}}$ - число фотоэлектронов образовавшихся в тонком слое от x до $x + dx$, x - смещение вглубь фотокатода от его поверхности, R - коэффициент отражения фотонов от поверхности катода, $\alpha = 1/l_{\text{погл}}$ - обратная глубина поглощения фотонов в катоде, $\alpha_{\text{фэ}}$ - нормировочный коэффициент. Причина несовпадения величин α и $\alpha_{\text{фэ}}$ связана с тем, что часть электронов, располагавшихся ниже по энергии (см. рис. 31(а)), поглощая фотон, переходят на уровни энергии, лежащие ниже уровня вакуума, и не могут участвовать в процессе эмиссии. На протяжении второй стадии фотоэлектроны движутся к поверхности катода, и вероятность P_2 того, что фотоэлектрон с расстояния x в глубине катода доберется до поверхности, определяется выражением:

$$P_2 = \exp\left(-\frac{x}{l_{\text{диф.}}}\right), \quad (93)$$

где $l_{\text{диф.}} = \sqrt{D\tau_e}$ - длина диффузии электрона, D - коэффициент диффузии, τ_e - время жизни фотоэлектрона в зоне проводимости по процессу рекомбинации с дыркой. Сталкиваясь с решеткой и другими электронами, фотоэлектроны теряют энергию. Если эта энергия становится меньше уровня энергии вакуума, то фотоэлектрон не может выйти из катода, т.е. не участвует далее в процессе фотоэмиссии.

Третья стадия связана с проходом фотоэлектронов через поверхность и выходом в вакуум. На этом этапе малая часть фотоэлектронов (около процента) [21], имеющих достаточную энергию, сразу выходит в вакуум. Другая часть захватывается на поверхностные уровни и, перемещаясь по этим уровням, может либо рекомбинировать, либо выйти в вакуум. Поскольку число, энергетическое положение поверхностных уровней, а также время жизни электронов в разных поверхностных состояниях сильно зависят от качества поверхности фотокатода и активирующего слоя, то систематическое изучение поверхностных состояний наталкивается на естественные трудности.

Изложение различных моделей поверхностного слоя можно найти в следующих работах [20, 21, 44]. В первом приближении все многообразие поверхностных явлений описывают вероятностью прохождения фотоэлектрона через поверхность P_3 , зависящей от энергии электрона E_e . Итак, для числа фотоэлектронов dN_3 , эмитированных с участка толщиной dx и расположенного на расстоянии x от поверхности катода, получим:

$$dN_3 = dN_{\text{фэ}} P_2 P_3(E_e), \quad (94)$$

и для полного числа эмитированных электронов имеем [45]:

$$N_3 = P_3(E_e) N_{\text{ф}} (1 - R) \frac{\alpha_{\text{фэ}}}{\alpha + \frac{1}{l_{\text{диф}}}}. \quad (95)$$

Квантовую эффективность Q можно определить как отношение числа эмитируемых фотоэлектронов к числу падающих на фотокатод фотонов:

$$Q = \frac{N_3}{N_{\text{ф}}} = (1 - R) \frac{P_3 \frac{\alpha_{\text{фэ}}}{\alpha}}{1 + \frac{l_{\text{погл.}}}{l_{\text{диф}}}}. \quad (96)$$

Отсюда видно, что квантовая эффективность в существенной мере зависит от отношения глубины поглощения к длине диффузии фотоэлектрона, а также от величины $\alpha_{\text{фэ}}/\alpha$. Так для металлических фотокатодов ($l_{\text{диф.}} < l_{\text{погл.}}$) [45] большинство фотоэлектронов теряет около половины энергии при столкновении с электронами из зоны проводимости и подходит к поверхности с энергией меньшей уровня энергии вакуума, что сильно уменьшает квантовую эффективность (см. рис. 31 (а)). Вдобавок величина $\alpha_{\text{фэ}}/\alpha$ у металлических фотокатодов существенно меньше единицы, а коэффициент отражения от поверхности близок к единице, это дополнительно уменьшает квантовую эффективность. Наоборот, у хороших полупроводниковых фотокатодов ($l_{\text{диф.}} \simeq l_{\text{погл.}}$) существует механизм подавляющий электрон-электронные столкновения [45], при этом столкновения с решеткой почти упругие и не приводят к большим потерям энергии. Такие катоды имеют квантовую эффективность на два - три порядка большую нежели металлические. Величина $\alpha_{\text{фэ}}/\alpha$ для полупроводниковых фотокатодов близка к единице, а коэффициент отражения на соответствующей энергии фотонов не превышает 0.5. Столкновения фотоэлектронов из зоны проводимости с электронами валентной зоны не могут происходить с малыми потерями энергии фотоэлектронами, поскольку валентная зона практически полностью заполнена, а ширина запрещенной зоны достаточно велика (см. рис. 31 (б)). Фактически фотоэлектрону разрешено отдать почти всю свою энергию электрону из валентной зоны, переводя его в зону проводимости, а самому занять его место. Однако такие обменные события не влияют на количество электронов в зоне проводимости и слабо сказываются на их энергетическом спектре.

Превышение уровня энергии вакуума над уровнем дна зоны проводимости для неактивированного арсенид-галлиевого фотокатода (3.5 эВ) существенно превосходит ширину запрещенной зоны (1.37 эВ), что делает возможными столкновения фотоэлектронов, имеющих энергию выше уровня вакуума, с электронами валентной зоны. Это приводит к большой потере квантовой эффективности (см. Рис. 32(а)).

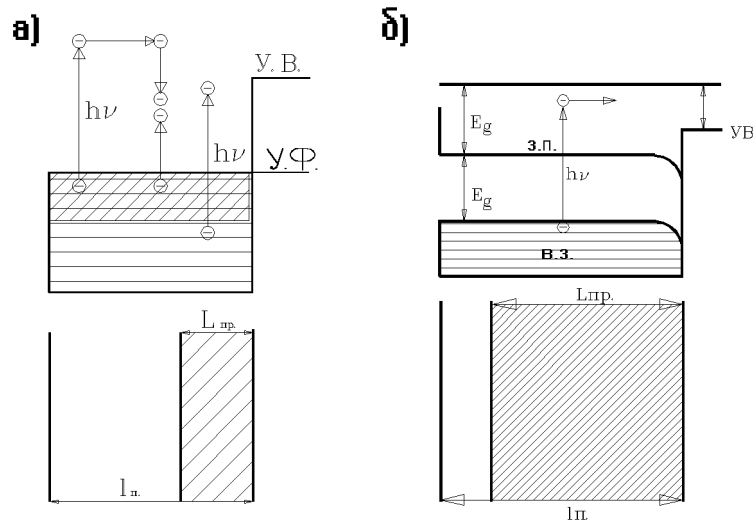


Рис. 31: Механизм подавления столкновений фотоэлектронов из зоны проводимости с электронами валентной зоны в полупроводниках (б), и отсутствие такого механизма у металлов (а). По вертикальной оси откладывается энергия электронов, по горизонтальной - координата в перпендикулярном к поверхности фотокатода направлении. $\Psi_{\text{В}}$ - уровень энергии вакуума, Ψ_{Φ} - уровень энергии Ферми, В.З. - валентная зона, З.П. - зона проводимости, E_g - ширина запрещенной зоны, $h\nu$ - энергия фотонов, $l_{\text{п}}$ - глубина поглощения фотонов, $L_{\text{пр}}$ - средняя глубина, из которой фотоэлектроны могут выйти к поверхности фотокатода с энергией большей уровня энергии вакуума.

Нанесение в сверхвысоком вакууме на поверхность арсенида галлия атомарных слоев цезия и кислорода приводит к понижению уровня энергии вакуума до отметки меньшей, чем у дна зоны проводимости в глубине фотокатода (см. Рис. 32(б)). Такое состояние фотокатода называют состоянием с отрицательным электронным средством (ОЭС). Величину же электронного средства определяют как разность двух величин: уровня энергии вакуума и уровня энергии дна зоны проводимости в глубине кристалла. Естественно, подобные фотокатоды обладают рекордной квантовой

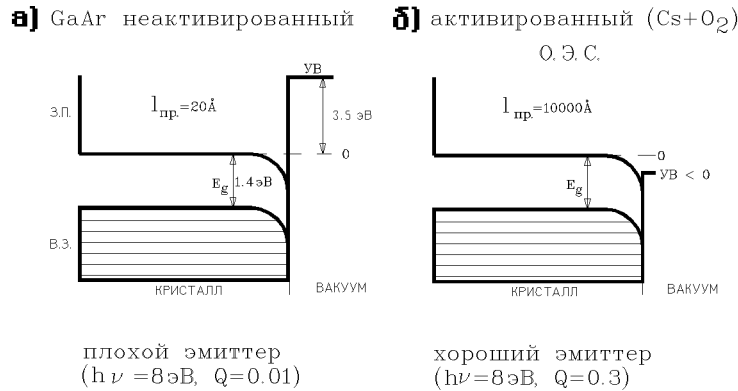


Рис. 32: Энергетическое положение зон арсенид-галлиевого фотокатода в точке Γ как функция расстояния от поверхности фотокатода. (а) - чистая поверхность (100), (б) - активированная Cs+O поверхность (100). Здесь Q - квантовая эффективность, остальные обозначения совпадают с предшествующим рисунком.

эффективностью, так как значительная доля фотоэлектронов, образовавшихся по всей глубине поглощения излучения, термализуется, опускаясь на дно зоны проводимости, диффундирует к поверхности фотокатода и выходит в вакуум.

Обычно арсенид-галлиевый фотокатод является полупроводником p -типа, легированный цинком с концентрацией около 10^{19} см^{-3} . Время релаксации заряда в таком кристалле не превосходит пикосекунды. Действительно,

$$\tau_{рз} = \rho \epsilon_0 \epsilon \simeq 7.4 \cdot 10^{-15} \text{ с}, \quad (97)$$

где $\rho = 7 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{ м}$ - удельное сопротивление кристалла, $\epsilon = 12$ - диэлектрическая проницаемость кристалла на частотах близких к оптическим. Итак, время зарядовой релаксации много меньше длительности лазерного импульса. Реально это означает, что электрическое поле не проникает в кристалл в процессе эмиссии, и фотоэлектроны диффузным образом подходят к поверхности. Тогда, в первом приближении, можно записать характерное время выхода фотоэлектронов из кристалла при $l_{диф.} > l_{погл.}$, для бесконечно короткого лазерного импульса, в виде:

$$\tau = \frac{l_{погл.}^2}{D}, \quad (98)$$

Итак, для коэффициента диффузии $D = 25 \text{ см}^2/\text{сек}$ и глубины поглощения лазерного излучения $l_{погл.} = 10^{-4} \text{ см}$ получим $\tau = 400 \text{ пс}$. Это время назовем временем диффузии фотоэлектронов к поверхности фотокатода, толщина которого превосходит

глубину поглощения излучения. Условие отсутствия возвращаемых на катод электронов в СВЧ пушке накладывает ограничение на максимально допустимую длительность эмиссии с катода, в нашем случае - не более 20 пс (ширина на полувысоте для рабочей частоты резонатора 2856 МГц) [46]. Большое количество возвращаемых на катод электронов, ввиду значительной величины коэффициента вторичной эмиссии арсенид-галлиевого фотокатода в состоянии отрицательного электронного средства (более 100 для энергии электронов более 5 кэВ [47]), а также большого времени жизни возбужденных электронов в зоне проводимости (более 2-х периодов ВЧ ускоряющего резонатора), может привести к появлению эмиссии без лазерного излучения и разрушению катода. Из приведенных оценок видно, что арсенид-галлиевый фотокатод, находящийся в состоянии отрицательного электронного средства и имеющий толщину, равную глубине поглощения излучения, для нашей задачи является очень медленным. Как видно из (98), если использовать более тонкие катоды, то можно уменьшить в нужное число раз время диффузии, потеряв соответственно в квантовой эффективности. Для числа фотонов N_1 , поглощенных в слое фотокатода,

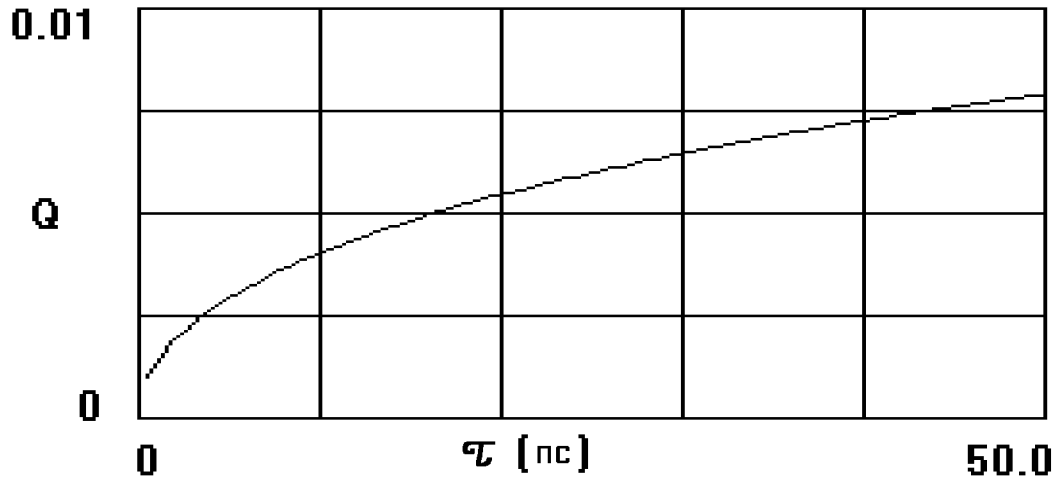


Рис. 33: Зависимость квантовой эффективности тонкого арсенид-галлиевого фотокатода от времени диффузии.

имеющим толщину d , в соответствии с (92) можно записать:

$$N_1 = N_\Phi(1 - R)(1 - e^{-\frac{d}{\tau_{\text{погл.}}}}). \quad (99)$$

Если за Q_0 обозначить квантовую эффективность фотокатода бесконечной толщины, тогда, опираясь на (99), для квантовой эффективности Q катода толщиной d получим:

$$Q = Q_0(1 - e^{-\frac{d}{\tau_{\text{погл.}}}}). \quad (100)$$

В свою очередь, время диффузии фотокатода τ , в соответствии с (98), может быть записано в виде:

$$\tau = \frac{d^2}{D}, \quad (101)$$

где d толщина фотокатода. Выражая d из (101) и подставляя результат в (100), получим зависимость, представленную на рис. 33. При этом брались следующие значения величин: $Q_0 = 0.02$, $l_{\text{погл.}} = 7 \cdot 10^{-5}$ см и $D = 25$ см²/с, характерные для тонкого арсенид-галлиевого фотокатода, используемого в источнике поляризованных электронов на Стэнфордском линейном ускорителе.

Существует другой способ уменьшения времени диффузии. Можно не уменьшать толщину фотокатода, а в процессе активации остановиться на небольшом положительном электронном средстве. Так, чтобы полностью термализованные фотоэлектроны вблизи дна зоны проводимости не могли выйти в вакуум. Характерное время термализации фотоэлектронов оценивается следующим образом:

$$t_{\text{терм.}} = \frac{\Delta E_{\text{T}}}{E_{\text{фон.}} \nu_{\text{ст.}}}, \quad (102)$$

здесь ΔE_{T} есть разность энергии фотона и суммы энергетической ширины запрещенной зоны с величиной электронного средства. Фактически ΔE_{T} задает максимально возможное превышение энергии фотоэлектрона над уровнем энергии вакуума. $E_{\text{фон.}}$ - средняя величина потери энергии фотоэлектроном на одно столкновение с фононом решетки, $\nu_{\text{ст.}}$ - средняя частота столкновений фотоэлектрона с фононами решетки. Для арсенид-галлиевого фотокатода, находящегося при комнатной температуре, можно написать: $\Delta E_{\text{T}} \simeq 0.3$ эВ (выбор именно такой величины будет обоснован чуть ниже), $E_{\text{фон.}} \simeq 0.03$ эВ, $\nu_{\text{ст.}} \simeq 3 \cdot 10^{12}$ Гц [20], и результат - $t_{\text{терм.}} = 3 \cdot 10^{-12}$ с. Итак, характерное время диффузии арсенид-галлиевого фотокатода с небольшим положительным электронным средством достаточно мало и определяется процессами термализации фотоэлектронов. Нужно отметить, что минимально необходимая величина положительного электронного средства для прекращения эмиссии термализованных электронов при комнатной температуре составляет, по результатам проведенных измерений, для нашего кристалла 0.06 эВ. Квантовая эффективность в случае эмиссии нетермализованных электронов была рассчитана и промоделирована в работах [48, 49, 50]. Там же [50] была предложена относительно простая аппроксимация для вероятности фотоэмиссии P_n нетермализованного электрона, испытавшего n столкновений. В предположении экспоненциального спада плотности фотоэлектронов вглубь кристалла сразу после прихода лазерного импульса ($\alpha \exp(-\alpha x)$), для P_n можно записать [20]:

$$P_n = \frac{(\gamma + 1)S^n}{2\sqrt{n(2 + \gamma^{-1} + \sqrt{\pi\gamma n})}}, \quad (103)$$

$$\gamma = \frac{\alpha\lambda}{\sqrt{3}},$$

$$\lambda^{-1} = \lambda_s^{-1} + \lambda_a^{-1},$$

$$S = \lambda/\lambda_s,$$

где λ_s - длина свободного пробега по столкновениям с фононами решетки (основной механизм энергетических потерь для фотоэлектронов в данном случае), λ_a - длина свободного пробега по электрон-электронным столкновениям, приводящим к большим однократным потерям энергии и, фактически, к рекомбинации электрона с

дыркой (достаточно редкие события). Учитывая величину вероятности P_s прохождения нетермализованным электроном поверхности фотокатода и выхода в вакуум, для квантовой эффективности Q арсенид-галлиевого фотокатода, находящегося в состоянии небольшого положительного электронного сродства, получим:

$$Q = \frac{1}{2}\alpha\lambda P_s + \sum_{n=2}^N P_n P_s, \quad (104)$$

здесь N - среднее число столкновений фотоэлектрона с фононами, в результате которых энергия фотоэлектрона опустится ниже уровня энергии вакуума. Такой электрон не сможет участвовать в дальнейшем процессе эмиссии. На рис. 34 приведена рассчитанная в соответствии с (104) зависимость квантовой эффективности арсенид-галлиевого фотокатода от максимально возможного превышения энергии ΔE_T фотоэлектрона над уровнем энергии вакуума. Для расчета использовались следующие значения параметров: $P_s = 0.01$ [21], $\alpha = 10^4$ 1/см, $\lambda_s = 4.0 \cdot 10^{-6}$ см, $\lambda_a = 10^{-4}$ см [18, 20].

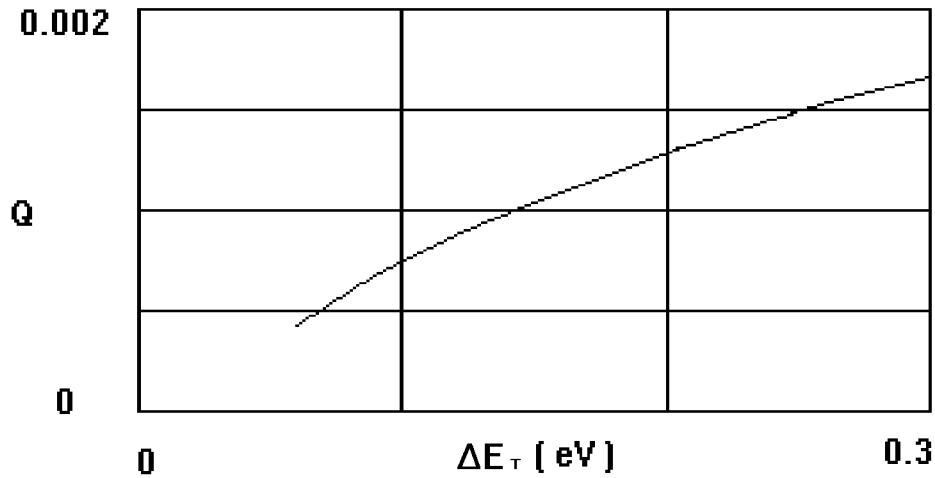


Рис. 34: Зависимость квантовой эффективности арсенид-галлиевого фотокатода, находящегося в состоянии небольшого положительного электронного сродства, от максимально возможного превышения энергии фотоэлектрона над уровнем энергии вакуума.

Освещение арсенид-галлиевого фотокатода светом с круговой поляризацией σ и соответствующей длиной волны приводит к ориентации спина фотоэлектронов в направлении падения излучения. Степень поляризации эмитируемых электронов определяется как структурой электронных состояний в кристалле и энергией фотона, так и деполяризацией в процессе диффузии фотоэлектронов к поверхности. На Рис. 35 приведена схема оптических переходов арсенид-галлиевого фотокатода, задействованных в процессе фотоэмиссии. Максимально возможная степень поляризации P_0 определяется следующим образом:

$$P_0 = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (105)$$

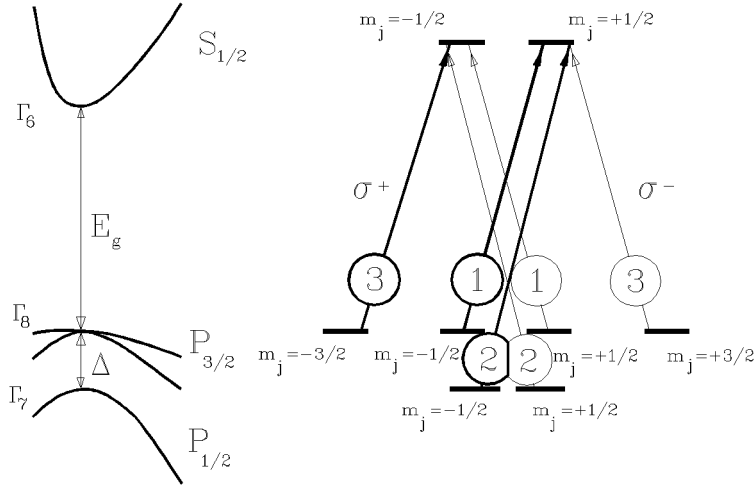


Рис. 35: Схема оптических переходов арсенид-галлиевого фотокатода, задействованных в процессе фотоэмиссии поляризованных электронов. В кружках указаны относительные вероятности переходов. σ^+ и σ^- - правая и левая круговая поляризация фотонов. Величина m_j обозначает суммарный спиновый и орбитальный момент каждого из электронных состояний.

где N_+ и N_- - относительные вероятности переходов в состояния с различным спином. Реальная поляризация $P_1 = kP_0$, ($k < 1$) меньше теоретически возможной за счет деполяризации. Для обычного арсенид-галлиевого фотокатода теоретический предел поляризации составит (см. Рис. 35): $P_0 = (3 - 1)/(3 + 1) = 0.5$, при этом экспериментально было получено 0.49 для образца толщиной 0.2 мкм и 0.41 - для образца толщиной 0.9 мкм [51, 52]. Пятидесятипроцентный предел для спиновой поляризации электронов, эмитируемых обычным арсенид-галлиевым фотокатодом, является следствием симметрии волновых функций вблизи потолка валентной зоны (точка Γ) в кристалле GaAs. Такая симметрия приводит к вырождению уровней потолка валентной зоны для "легких" и "тяжелых" дырок и невозможности выделения чистого спинового состояния в процессе возбуждения фотоэлектронов. Величина расщепления Δ уровней $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ в точке Γ , связанного со спин-орбитальным взаимодействием, составляет 0.34 эВ [20]. Если энергия фотона превышает ширину запрещенной зоны в точке Γ более чем на 0.34 эВ, то все три типа переходов становятся возможными при возбуждении фотоэлектронов, и, как легко видеть из соотношения их вероятностей (см. рис. 35), итоговая степень спиновой поляризации эмитируемых электронов будет близка к нулю. При работе с арсенид-галлиевым фотокатодом, электронное сродство которого невелико и положительно, для получения поляризации, величина ΔE_T (см. (102)) также не должна превосходить 0.34 эВ. Это условие, совместно с зависимостью, представленной на рис. 34, определяет максимальную квантовую эффективность арсенид-галлиевого фотокатода в режиме с положительным электронным сродством и отличной от нуля степенью спиновой поляризации эмитируемых электронов на уровне $1.6 \cdot 10^{-3}$. Сама же величина поло-

жительного электронного сродства не должна превышать по крайней мере ширины запрещенной зоны E_g , в противном случае включается механизм столкновений фотоэлектронов с электронами валентной зоны. За одно такое столкновение фотоэлектрон теряет примерно половину энергии и выбывает из процесса эмиссии, при этом частота таких столкновений сравнима с частотой столкновений с фононами решетки. В результате квантовая эффективность упадет в несколько десятков раз до уровня 10^{-5} (как у металлов). С другой стороны, для исключения влияния соседних L и X минимумов зависимости уровня дна зоны проводимости от величины волнового вектора фотоэлектрона на взаимодействие фотоэлектронов с фононами решетки желательно, чтобы положительное электронное сродство не превышало 0.3 эВ (см. рис. 36) [20].

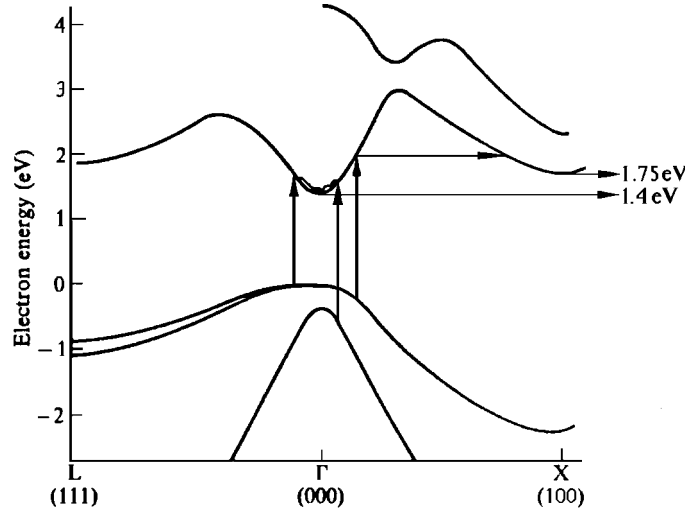


Рис. 36: Зонная структура арсенид-галлиевого фотокатода в зависимости от величины волнового вектора электрона. Стрелками отмечены некоторые из возможных переходов электронов в зону проводимости при поглощении фотона.

Поперечное аксиально-симметричное механическое сжатие рабочего слоя арсенид-галлиевого фотокатода приводит к снятию вырождения потолка валентной зоны легких и тяжелых дырок, что позволяет возбудить фотоэлектроны в чистое спиновое состояние, и получить теоретически 100% поляризацию [51, 53]. Механическое напряжение в рабочем слое фотокатода создается за счет разницы в постоянной решетки для подложки и рабочего слоя. Такой катод был разработан и успешно протестирован во многих лабораториях мира [14, 54, 55]. По результатам измерений проведенных в SLAC расщепление потолка валентной зоны для легких и тяжелых дырок составило около 0.05 эВ, при этом квантовая эффективность была на уровне $Q = 0.01$ (длина волны 855 нм), а поляризация 80% [14]. Здесь нужно отметить, что небольшое положительное электронное сродство, исключающее из процесса эмиссии термализованные фотоэлектроны, позволит увеличить степень поляризации эмитируемых электронов. Поскольку именно термализованная часть фотоэлектронов испытала на себе наибольшее влияние деполяризационных процессов.

На основании изложенного выше можно сформулировать требования к лазерной

системе СВЧ фотопушки. Нижнюю границу диапазона энергии фотонов целесообразно выбрать на уровне ширины запрещенной зоны (1.4 эВ). Верхнюю границу можно определить, прибавив к нижней допустимую величину положительного электронного сродства (0.3 эВ) и максимально допустимое с точки зрения поляризации превышение энергии фотоэлектрона над уровнем энергии вакуума (0.3 эВ). В итоге получаем диапазон по энергии фотонов: 1.4 - 2.0 эВ, или в длинах волн: 880 - 620 нм. Лазерный импульс должен быть достаточно коротким (не более 20 пс (ширина на полувысоте) для частоты ВЧ 2856 МГц). Оценку на энергию в импульсе проведем для системы на основе титан-сапфирового лазера с перестраиваемой длиной волны в диапазоне: 850 - 770 нм (1.45 - 1.6 эВ). Для предотвращения эмиссии термализованных вблизи дна зоны проводимости фотоэлектронов и обеспечения малого времени отклика фотокатода величина положительного электронного сродства должна быть на уровне 0.07 эВ. В этом случае максимальное превышение ΔE_T энергии фотоэлектрона над уровнем энергии вакуума составит: $\Delta E_T = 1.6 - (1.37 + 0.07) = 0.16$ эВ. Используя расчетную зависимость, представленную на рис. 34, для квантовой эффективности получим оценку: $Q = 10^{-3}$. При работе с напряженным фотокатодом величину ΔE_T нужно уменьшить в три раза, во столько же раз упадет квантовая эффективность, т. е. до $Q = 3 \cdot 10^{-4}$. Для того, чтобы получить 10^{11} электронов за один импульс при такой квантовой эффективности, нужно иметь энергию в лазерном импульсе около 200 мкДж.

4.3 Описание экспериментальной установки.

С целью получения короткого интенсивного сгустка электронов с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода, а также отработки методики измерения длительности пикосекундных электронных сгустков, была спроектирована и создана экспериментальная установка, состоящая из активационной камеры, электронной пушки и диагностического объема (см. Рис. 37) [56, 57, 59]. Катод пушки находился под отрицательным потенциалом, изменяемым в пределах от 0 до 60 кВ, диаметр катода, освещаемый лазером, был равен 2 мм (см. рис. 38).

В этом эксперименте использовались три лазера: непрерывный 5 мВт Ar^+ с длиной волны 500 нм, непрерывный полупроводниковый на основе GaAs (793 нм) для активации и импульсный (524 нм) Nd:YLF с инъекцией от непрерывного Nd:YLF лазера с синхронизацией мод. Импульсная лазерная система обеспечивала длительность лазерного импульса 60 пс (ширина на полувысоте) и 100 мкДж в импульсе с максимальной частотой повторения 10 Гц. Длительность лазерного импульса (ширина на полувысоте) измерялась автокорреляционным методом при помощи прибора, изготовленного фирмой "Quanta System". Точность измерений составляла 10 пс.

4.4 Метод измерения длительности электронного сгустка в пикосекундном диапазоне времен.

Для измерения длины электронного сгустка было разработано и изготовлено устройство, основанное на круговой развертке электронного пучка, прошедшего через вращающееся поперечное магнитное поле СВЧ резонатора (см. рис. 37 (9)) [58]. Элек-

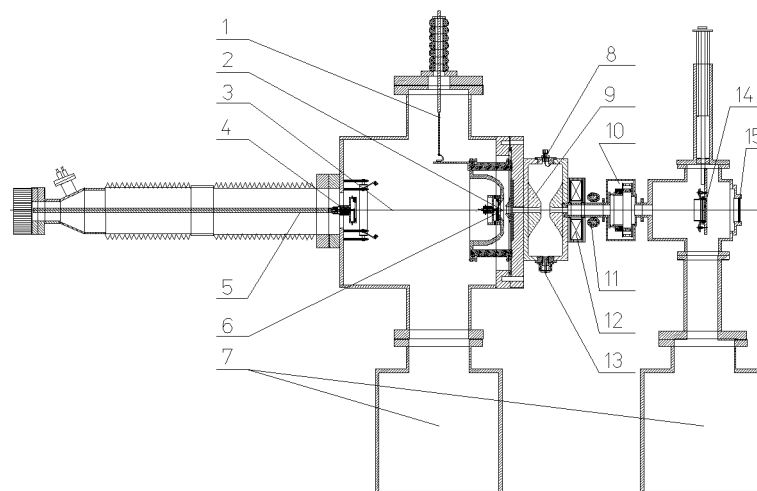


Рис. 37: Схема экспериментальной установки. 1 - ввод высокого напряжения в вакуумную камеру, 2 - ускоряющий зазор электронной пушки, 3 - активационная камера, 4 - катодный узел в положении активации, 5 - манипулятор, 6 - катодный узел в пушке, 7 - магниторазрядные насосы, 8 - ввод СВЧ мощности в резонатор, 9 - резонатор круговой развертки, 10 - резистивный датчик тока пучка, 11 - корректор поперечного положения пучка, 12 - бронированная магнитная линза, 13 - подстроечный поршень, 14 - азимутальный датчик, 15 - вакуумное окно для ввода лазерного луча.

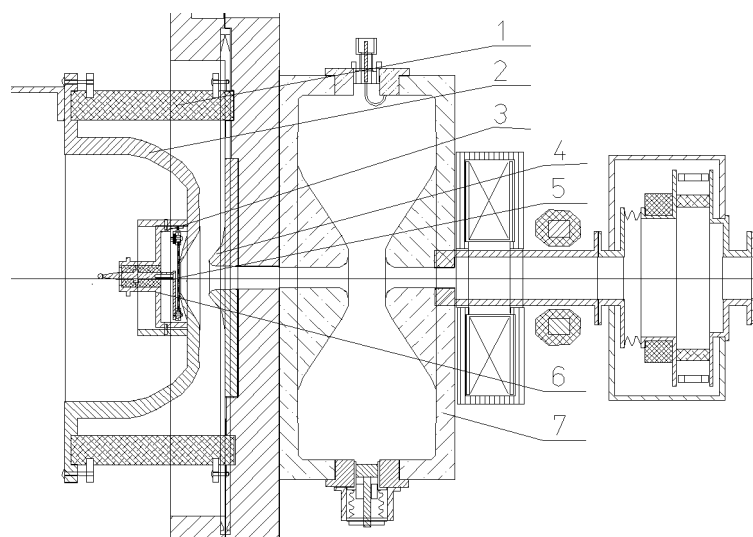


Рис. 38: Конструкция электронной пушки. 1 - керамический высоковольтный изолятор, 2 - прикатодный электрод, 3 - крепление катодного узла, 4 - анод, 5 - рабочая поверхность фотокатода, 6 - катодный узел в пушке, 7 - резонатор круговой развертки.

троны, проходящие через резонатор вдоль его оси, приобретают поперечный угол в направлении, зависящем от продольной координаты электронов в сгустке. Таким образом, продольная координата трансформируется в азимутальную в плоскости ортогональной к оси системы.

Круговая развертка электронного пучка в резонаторе осуществляется поперечным магнитным полем моды TM_{110} с круговой поляризацией. Круговая поляризация обеспечивается возбуждением двух пространственно ортогональных мод, сдвинутых на $\pi/2$ по фазе. Максимальное отклонение пучка в резонаторе достигается при пролетном угле, равном $\pi/2$. В этом случае пучок длительностью $\Delta\tau$ заматывает в ортогональной к оси системы плоскости дугу окружности с размерами:

$$R = \frac{eH_0\lambda \cdot L}{\pi\gamma mc^2}$$

$$\Delta\Theta = w \cdot \Delta\tau,$$

где R - радиус дуги, $\Delta\Theta$ - ее угловой размер, L - расстояние от центра резонатора до азимутального датчика, λ - длина волны ВЧ, w - частота и H_0 - амплитуда магнитного поля на оси резонатора.

Длительность пучка $\Delta\tau$ можно определить, измеряя угловой размер $\Delta\Theta$ его изображения на перпендикулярном к оси системы экране. Теперь рассмотрим основные источники возникающих при этом ошибок.

1. Конечный размер пучка. Если пучок имеет на экране поперечный размер d , то связанная с ним ошибка в определении длительности $\delta\tau$ составит:

$$\frac{\delta\tau}{T} = \frac{d}{2\pi R} \quad (106)$$

где T - период ВЧ.

2. Энергетический разброс в пучке дает ошибку:

$$\frac{\delta\tau}{T} = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{2 + \frac{3U}{W_0} + \left(\frac{U}{W_0}\right)^2} \cdot \frac{\delta U}{U} \quad (107)$$

где U - ускоряющее напряжение, $W_0 = 511$ кэВ.

3. Если пространственно ортогональные моды в резонаторе имеют различие в амплитуде δH и сдвиг фазы между ними отличается от $\pi/2$ на $\delta\phi$, то поляризация магнитного поля на оси резонатора становится эллиптической. В этом случае ошибка в определении длины сгустка зависит как от длительности последнего, так и от фазы его влета в резонатор, но в любом случае не превышает величины:

$$\frac{\delta\tau}{T} \leq \sqrt{\left(\frac{\delta H}{H_0}\right)^2 + (\delta\phi)^2} \quad (108)$$

Резонатор был оптимизирован с целью достичь максимального отклонения пучка на энергии 50 кэВ при данной мощности ВЧ. Измеренная резонансная частота составила 2.46 ГГц, а ненагруженная добротность 15000. Резонатор имеет две перпендикулярно расположенные по периметру петли для ввода ВЧ мощности и два

поршня для настройки частоты каждой моды в полосе 0.5 МГц. Источником СВЧ мощности служил импульсный магнетрон. Его мощность и частота могла изменяться в небольшом диапазоне при изменении амплитуды импульса с модулятора. Максимальная импульсная мощность составила 1 кВт. Стабильная работа магнетрона обеспечивалась ферритовым циркулятором, развязывающим его с резонансной нагрузкой. Настройка резонатора производилась на длительности лазерного импульса в 15 нс, который формировался отдельным импульсным Nd:YAG лазером (длина волны 532 нм). При круговой поляризации вектора магнитного поля на оси резонатора пучок описывал на экране полный круг и давал однородное распределение заряда по каналам азимутального датчика (см. Рис. 37 (14), а также рис. 39) [60].

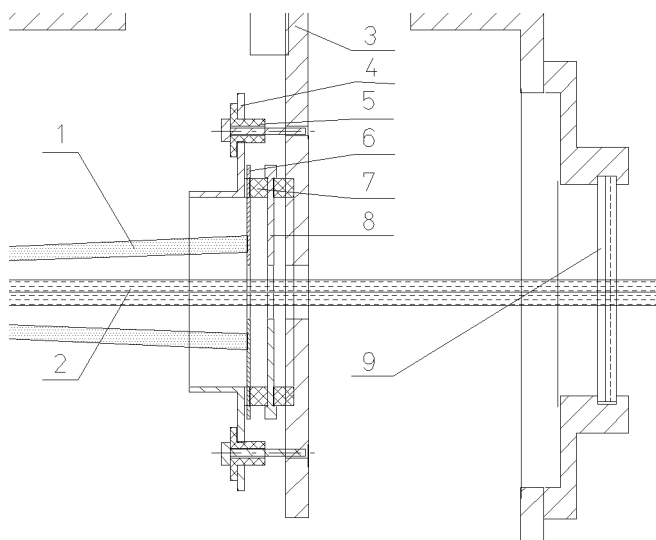


Рис. 39: Конструкция азимутального датчика. 1 - электронный пучок после резонатора круговой развертки, 2 - луч лазера, 3 - несущая пластина, 4 - защитный электрод, 5 - керамическая втулка, 6 - регистрирующие ламели, 7 - керамические кольца, 8 - коллектор, 9 - вакуумное окно для ввода лазерного луча.

Азимутальный датчик состоял из 30 танталовых секторов, расположенных перпендикулярно к оси системы, и имел отверстие на оси для пропуска лазерного луча. Каждый сектор работал как цилиндр Фарадея, принимая часть заряда пучка. Максимальное разрешение такого датчика на данной частоте развертки составило $400/30=13.3$ пс, а уровень шума одного канала регистрирующей электроники 10^6 электронов на канал. Суммарный вклад в ошибку отмеченных выше факторов ((1),(2),(3)) не превышал 20 пс. Для измерения суммарного заряда в пучке использовался цилиндр Фарадея, которым являлся азимутальный датчик (см. рис. 39).

4.5 Подготовка фотокатода и результаты экспериментов.

Технология подготовки кристалла GaAs не отличалась принципиально от описанной в п. 1. В качестве источника цезия использовались цезиевые испарители фирмы 'SEAS Getters' (см. 1), кислород подавался в камеру через сверхвысоковакуумный натекатель из баллона и имел чистоту 99.99 %. Данная система позволяла регулировать

давление цезия и кислорода в активационной камере на уровне 10^{-10} торр. Прогрев катода перед активацией происходил в соответствии со стандартной процедурой, представленной в п. 1, однако в данной установке нагрев кристалла производился посредством пропускания через него электрического тока, а контроль температуры осуществлялся оптическим пирометром, нацеленным на рабочую поверхность фотокатода. Последний представлял из себя пластину с размерами $20 \times 8 \times 0.45$ мм, зажатую по краям молибденовыми зажимами (см. рис. 40 (3)). Молибден и арсенид галлия имеют практически одинаковый коэффициент теплового расширения. Подвод тока к кристаллу осуществлялся по осевой детали (7) катодного узла, которая была изолирована керамикой (4) от корпуса катодного узла и установки. Противоположный край кристалла крепился на корпус катодного узла (5). Типичная процедура про-

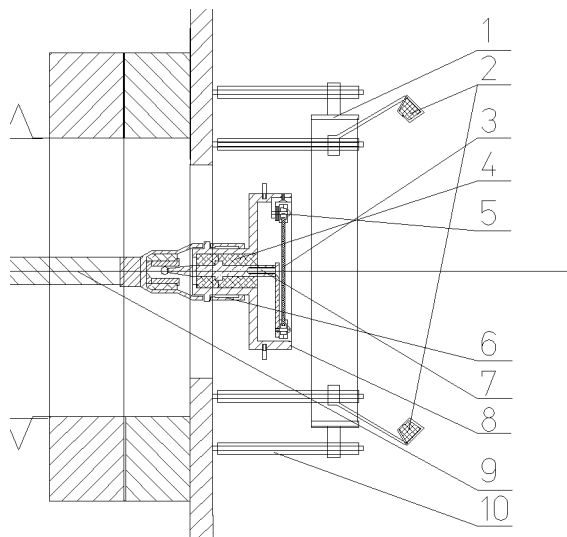


Рис. 40: Катодный узел в положении активации. 1 - анодное кольцо, 2 - цезиевые испарители, 3 - кристалл GaAs, 4 - керамическая втулка, 5 - крепление кристалла, 6 - несущая катодный узел цапга, 7 - осевой токовый подвод для прогрева кристалла, 8 - корпус катодного узла, 9 - несущий стержень манипулятора, 10 - изолирующие стойки для крепления анодного кольца и цезиевых испарителей.

грева кристалла представлена на рис. 41. Омическое сопротивление кристалла при температуре 630°C составляло 5 Ом.

Процесс активации фотокатода проходил вне электронной пушки, чтобы уменьшить количество цезия, оседающего на поверхности высоковольтного изолятора и электродов, тем самым, сохранить электрическую прочность ускоряющего зазора. Использовалась стандартная процедура активации фотокатода (см. пункт 1). Характерная зависимость фототока и вакуума от времени приведена на рис. 42. Фототок измерялся в цепи анодного кольца (см. рис. 40 (1)), положительно смещенного относительно катода и корпуса установки на 300 В. Поверхность фотокатода освещалась непрерывным аргоновым лазером с длиной волны 500 нм и мощностью 5 мВт. Сразу

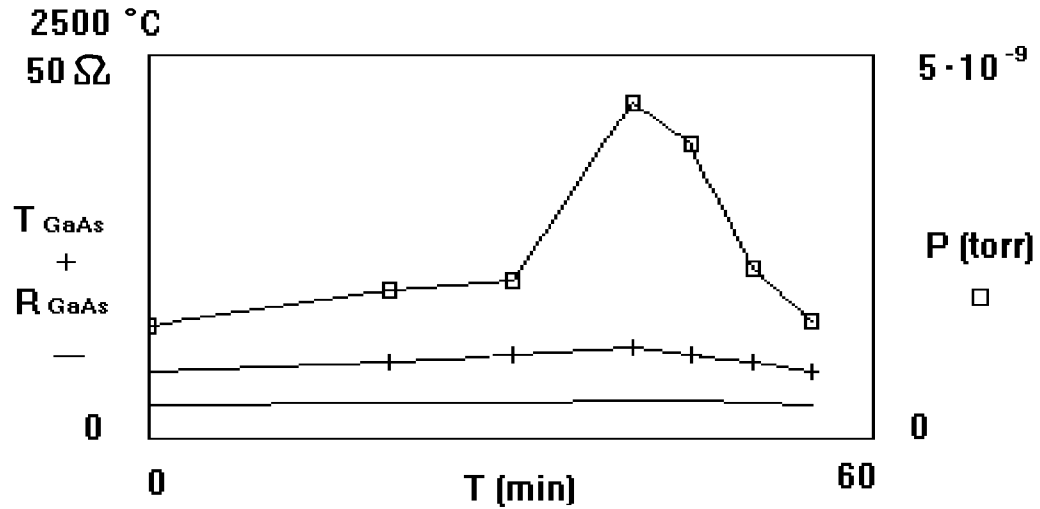


Рис. 41: Зависимость температуры поверхности T , омического сопротивления R кристалла и вакуума P от времени в процессе прогрева фотокатода.

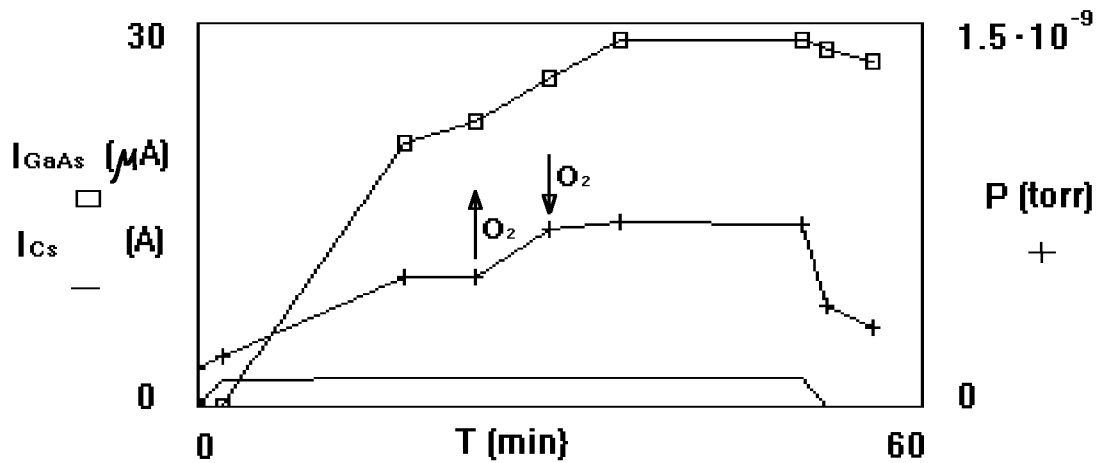


Рис. 42: Зависимость фототока I_{GaAs} , тока через цезиевый испаритель I_{Cs} и вакуума P от времени в процессе активации. Стрелки вверх и вниз обозначают соответственно моменты начала и окончания подачи кислорода.

после активации фотокатода квантовая эффективность обычно составляла немногим более одного процента на длине волны лазерного излучения 500 нм (2.485 эВ). На рис. 43 представлена хронология вакуума в установке (сплошная кривая) и максимальной квантовой эффективности (\square), достигнутой в каждой активации, за двадцать дней экспериментов по измерению длительности электронного сгустка. Пиковое увеличение давления в установке до уровня нескольких единиц на 10^{-8} торр соответствует регенерационному прогреву кристалла, менее высокие пики, до 10^{-9} торр, связаны с активацией. Средний вакуум в установке при проведении эксперимента составлял $4 \cdot 10^{-10}$ торр. Каждой активации соответствует свое значение максимальной, достигнутой в ее ходе, квантовой эффективности (\square).

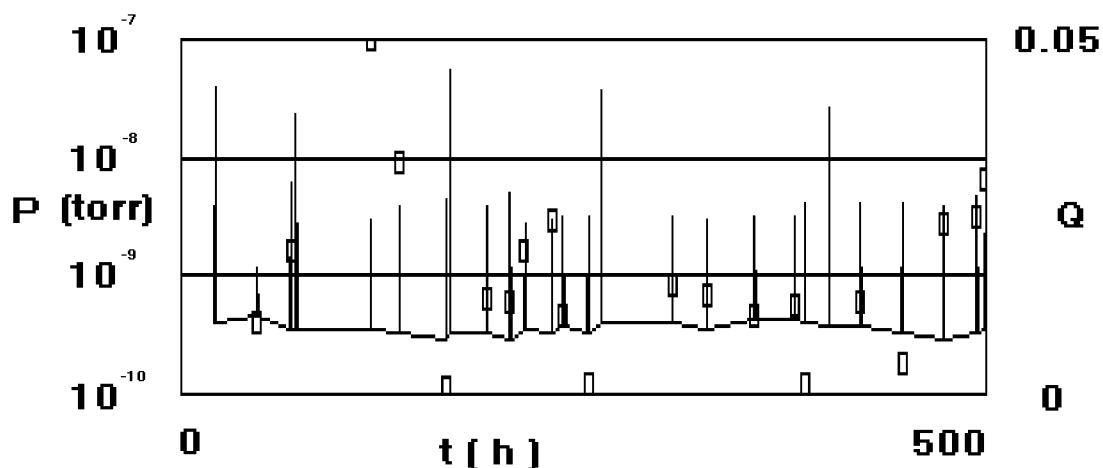


Рис. 43: Хронология вакуума в установке (сплошная кривая) и максимальной квантовой эффективности (\square), достигнутой в каждой активации, за двадцать дней экспериментов по измерению длительности электронного сгустка. Давление (шкала слева) представлено в логарифмическом масштабе, квантовая эффективность (шкала справа) - в линейном. Большие пики давления соответствуют прогреву кристалла GaAs, малые - активации фотокатода.

Для оценки величины электронного сродства сразу после активации специально были проведены практически одновременные измерения квантовой эффективности на длине волны лазерного излучения 500 нм (2.485 эВ) (аргоновый лазер) и 793 нм (полупроводниковый арсенид-галлиевый лазер) квантовые эффективности составили соответственно: $Q_{500} = 0.01$, $Q_{793} = 0.001$. Исходя из этих данных и результатов расчета квантовой эффективности для эмиссии нетермализованных электронов (см. рис. 34), можно заключить, что величина положительного электронного сродства была на уровне 50 мэВ. Действительно, максимально возможное превышение энергии фотоэлектрона (на длине волны 793 нм) над уровнем дна зоны проводимости составит 200 мэВ, при этом для измеренной квантовой эффективности $Q_{793} = 0.001$ в соответствии с рис. 34, максимально возможное превышение энергии фотоэлектрона над уровнем энергии вакуума составит 150 мэВ. В результате для величины положительного электронного сродства получим: $200-150=50$ мэВ.

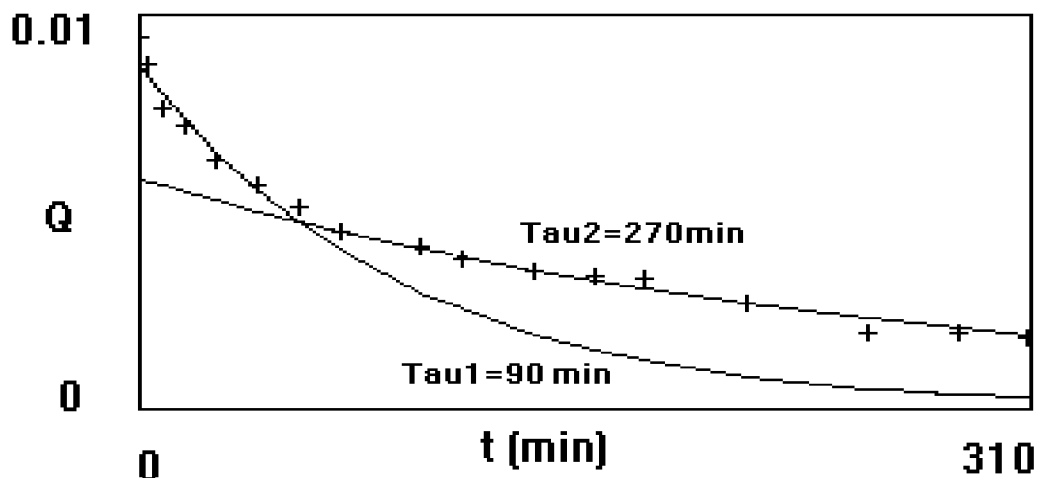


Рис. 44: Зависимость квантовой эффективности от времени. Катодный узел находится в пушке под потенциалом -50 кВ. Фотокатод освещается аргоновым лазером мощностью 5 мВт с длиной волны 500 нм. Ток пучка снимается с цилиндра Фарадея. Отношение фототока к мощности лазера легко пересчитывается в квантовую эффективность. (+) - результаты измерений, сплошные кривые соответствуют экспоненциальным зависимостям с различными временными постоянными.

Опыт работы с GaAs фотокатодом в условиях данного эксперимента показал, что время спада фототока в e раз (время жизни фотокатода) может несколько увеличиваться в процессе "старения" активирующего слоя. На рис. 44 представлена типичная зависимость фототока от времени. Данное измерение проводилось, когда катодный узел находился в пушке под потенциалом -50 кВ, при этом поверхность катода освещалась непрерывным аргоновым лазером (500 нм) мощностью 5 мВт. Ток электронного пучка снимался с цилиндра Фарадея. Перед началом измерения проверялось отсутствие зависимости тока от напряжения на пушке и линейность зависимости тока от мощности лазера. Вакуум в установке на протяжении данного измерения составлял $4 \cdot 10^{-10}$ торр. Как правило, в нашей установке фототок быстрее уменьшался со временем в течение первого часа после активации (в данном измерении характерное время спада составило 90 мин.), далее, при квантовой эффективности менее 0.005 время жизни увеличивалось в несколько раз. Такое увеличение может быть связано с моментом, когда величина положительного электронного сродства становится больше ширины теплового энергетического распределения термализованных фотоэлектронов вблизи дна зоны проводимости в глубине кристалла. Приводимые в дальнейшем времена жизни измерялись по прошествии по крайней мере одного часа после активации.

По проведенным измерениям время жизни облучаемой импульсным лазером поверхности фотокатода составило 3.5 часа для следующего режима работы установки: длина волны лазера 524 нм, длительность лазерного импульса 200 пс (ширина на полувысоте) энергия в импульсе, падающая на поверхность фотокатода, 45 мкДж, диаметр лазерного пятна на фотокатодe 2 мм, частота следования лазерных импульсов 1

Гц, напряжение на ускоряющем зазоре пушки 50 кВ, число электронов, получаемых в сгустке чуть более $2 \cdot 10^9$, что соответствует импульсной плотности тока не менее 50 А/см^2 . Диаметр рабочей поверхности катода в пушке в три раза превышал диаметр лазерного пятна и составлял 6 мм. Часть фотокатода, выходящая за рабочую область диаметром 6 мм и находившаяся в процессе работы вне электрических полей пушки, не участвовала в процессе фотоэмиссии и не подвергалась воздействию темновых ионных токов; в результате измеренное время жизни для нее составляло 70 часов. Во время проведения данной серии экспериментов вакуум был не хуже $2 \cdot 10^{-10}$ торр и не было отмечено ни одного пробоя высокого напряжения. Здесь нужно сказать, что измерения квантовой эффективности проводились непрерывным аргоновым лазером (500 нм) через несколько часов работы с импульсным Nd:YLF лазером (524 нм). Так в начале работы квантовая эффективность составляла для рабочей области диаметром 6 мм 0.01, через четыре с половиной часа она опускалась до уровня 0.0025, при этом квантовая эффективность оставшейся части фотокатода изменялась незначительно с 0.01 до 0.0094. Такая разница во временах жизни для рабочей и нерабочей областей может быть связана с бомбардировкой рабочей области фотокатода ионами, образующимися под действием части электронного пучка, оседающего на анодной диафрагме (см. рис. 38), а также под действием темновых токов в пушке. Анодная диафрагма была в свое время поставлена для ограничения поперечного размера интенсивного короткого сгустка электронов. Можно предположить, что образовавшиеся на поверхности диафрагмы ионы ускорялись в поле пушки и имплантировались в фотокатод, что приводило к нарушению структуры кристалла и разрушению поверхностного активирующего слоя. Важно отметить, что вакуумные пробои, происходящие в ускоряющем зазоре пушки при напряжении свыше 60 кВ, очень быстро выводили из строя фотокатод, так квантовая эффективность за несколько пробоев падала в 10 раз. Электрические пробои в ускоряющем зазоре приводят со временем к изменению отражающих свойств рабочей поверхности кристалла (появляется налет, который не исчезает при регенерационном прогреве). Падает в этом случае и максимально достижимая квантовая эффективность.

Влияние имплантированных ионов на катод наблюдалось при ВЧ тренировке резонатора развертки (9) (см. рис. 37), расположенного сразу за анодом пушки. В результате вакуумной течи в разьеме резонатора, предназначенном для ввода мощности, вакуум в резонаторе упал до уровня 10^{-6} торр. ВЧ разряд, загоревшийся при этом в резонаторе, являлся поставщиком положительно заряженных ионов в ускоряющий зазор пушки. Эти ионы, при наличии высокого напряжения в пушке (40 кВ), ускорялись и имплантировались в фотокатод, вызывая вторично-эмиссионный электронный ток на уровне 0.1 мкА. В данном случае визуальных изменений рабочей поверхности фотокатода не наблюдалось, однако максимально достижимая при активации квантовая эффективность упала после нескольких часов бомбардировки катода ионами более чем в 20 раз. Здесь нужно отметить, что течь была ликвидирована, и тестовая активация после имплантации ионов проводилась при нормальном вакууме. После этой процедуры кристалл был извлечен из катодного узла и направлен на анализ элементного состава поверхности. Проведенный анализ показал, что в приповерхностный слой фотокатода толщиной менее 100 нм был имплантирован углерод и кислород, а элементный состав этого слоя в процентном выражении вы-

глядел следующим образом: Ga - 41.16%, As - 45.89%, C - 6.08%, O - 6.87%. Оценки среднего пробега ионов углерода и кислорода на энергии 40 кэВ в кристалле GaAs дают величину около 100 нм [61]. Резонатор развертки был изготовлен из меди марки М0Б, и прогрет в вакуумной печи до температуры 900 градусов Цельсия. Внутренняя поверхность резонатора была обработана алмазным резцом. Та же партия меди использовалась впоследствии для изготовления прототипов ускоряющих структур форинжектора ВЭПП-5 и прототипа СВЧ фотопушки с арсенид-галлиевым фотокаатодом для того же форинжектора.

Эксперимент по измерению удлинения электронного сгустка в сравнении с лазерным импульсом проводился представленным ниже способом. Сначала автокорреляционным методом измерялась длительность лазерного импульса. Затем методом круговой развертки осуществлялись измерения длительности полученного с фотокаатода электронного сгустка. При этом напряжение на ускоряющем зазоре пушки поднималось до максимально возможного значения в 60 кВ, а число фотонов в лазерном импульсе с помощью регулируемого поглотителя уменьшалось до предельно малой величины, соответствующей приемлемому для регистрирующей электроники сигналу с ламелей азимутального датчика. Эти меры были предприняты для уменьшения вклада пространственного заряда в процесс удлинения электронного сгустка. Как показало численное моделирование (программа PARMELA) [62]), для характерных данному эксперименту параметров (число частиц в сгустке - $2 \cdot 10^8$, длительность лазерного импульса - 60 пс (ширина на полувысоте)) удлинения электронного сгустка в пушке и в пролетном промежутке практически не происходит. К тому же на малых величинах заряда в сгустке система магнитной фокусировки работала гораздо лучше, здесь удавалось сфокусировать сгусток на одну ламель азимутального датчика, что уменьшало ошибку измерения. При числе электронов в сгустке большем, чем 10^9 , минимальный размер пучка в плоскости азимутального датчика превышал две ламели, это ухудшало точность измерения. На рис. 45 представлена зависимость электронного тока сгустка от времени, полученная с ламельного датчика на энергии 60 кэВ в сравнении с лазерным импульсом. В соответствии с рис. 45 среднеквадратичная длительность электронного сгустка составила 64 ± 15 пс, аналогичная величина для лазерного импульса по результатам автокорреляционных измерений - 30 ± 10 пс. Такое удлинение вполне согласуется со свойствами арсенид-галлиевого фотокаатода, находящегося в состоянии небольшого положительного электронного сродства.

При работе с большим числом фотонов в лазерном импульсе, на квантовой эффективности около 0.1%, была устойчиво получена плотность тока 50 А/см^2 в импульсе длительностью 200 пс (ширина на полувысоте), для напряженности поля 80 кВ/см, при времени жизни катода около 3,5 часа на частоте следования импульсов 1 Гц. Эти результаты вместе с накопленным опытом работы с GaAs фотокаатодом позволяют надеяться на успешную работу СВЧ фотопушки с данным фотокаатодом в составе инжекционного комплекса ВЭПП-5.

Остается два сорта вопросов, требующих дальнейшего экспериментального исследования. Первый из них связан с доказательством возможности долговременной работы арсенид-галлиевого фотокаатода в достаточно сложных вакуумных условиях, при больших полях в СВЧ резонаторе [63]. Второй - с оптимальным выбором типа арсенид-галлиевого фотокаатода. Оптимальность означает максимально возможную

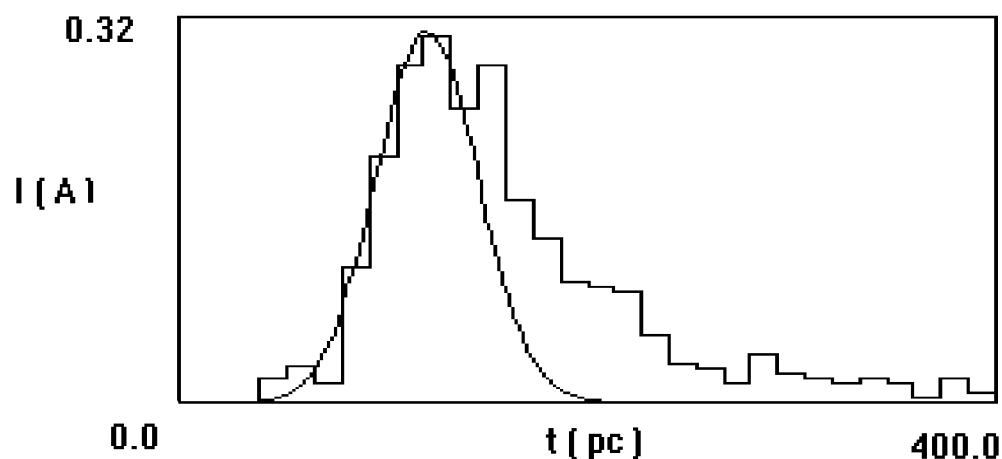


Рис. 45: Зависимость электронного тока сгустка от времени (по сигналам с 30 ламелей азимутального датчика), гладкой кривой прорисован лазерный импульс (гауссова форма с шириной на полувысоте в 60 пс).

степень спин-поляризации эмитируемых электронов при достаточной квантовой эффективности и времени жизни. Решение указанных выше проблем требует дальнейшего развития экспериментальной базы: во-первых, создание прототипа СВЧ фотопушки, во-вторых, совершенствования лазерной системы (переход на необходимую для высокой степени поляризации длину волны - около 850 нм). Первым шагом в этом направлении явились разработка и изготовление в ИЯФ СО РАН прототипа СВЧ фотопушки.

4.6 Конструкция прототипа СВЧ фотопушки

Вакуумная камера прототипа состоит из рабочей и активационной камер, что позволяет, с одной стороны, исключить попадание цезия на внутреннюю поверхность СВЧ резонатора, с другой, предотвратить значительное ухудшение вакуума в активационной камере в процессе тренировки резонатора (см. рис.46). Катодный узел (см. рис.47) крепится на манипуляторе, в него же вмонтированы нагреватель и термомпара, необходимые для регенерации эмитирующей поверхности катода.

На первом этапе экспериментов манипулятор будет обеспечивать перемещение фотокатода из положения активации в СВЧ резонатор, впоследствии планируется замена фланца с манипулятором на систему шлюзовой загрузки фотокатодов в высоковакуумную камеру. В качестве источников цезия и кислорода, нужных для активации, используются цезиевые и кислородные испарители, что позволит легко автоматизировать процесс активации, управляя величиной тока через испарители. Сбор фотоэлектронов в процессе активации осуществляется на анодном кольце, положительно смещенном относительно корпуса установки на несколько сот вольт. Само анодное кольцо разрезано в одном месте, и по нему можно пропускать электрический ток для обезгаживающего прогрева. Такой прогрев позволяет значительно снизить

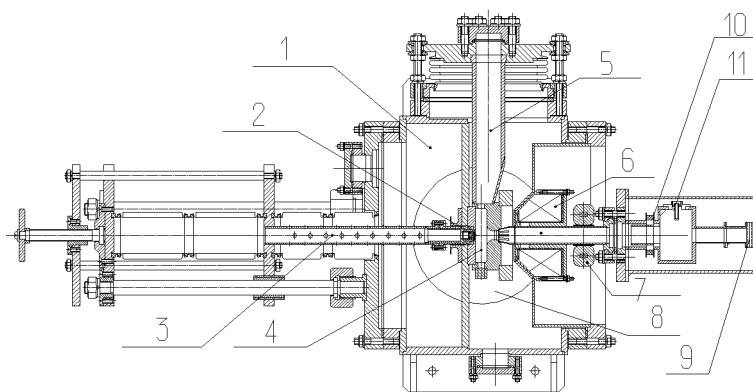


Рис. 46: Схема прототипа СВЧ фотопушки. 1 - активационная камера, 2 - фотокатод, 3 - манипулятор, 4 - ускоряющий СВЧ резонатор, 5 - волновод, 6 - бронированная магнитная линза, 7 - корректор поперечного положения пучка, 8 - рабочая камера, 9 - вакуумное окно для ввода лазерного луча, 10 - изолирующее керамическое кольцо, 11 - измерительный резонатор (одновременно является цилиндром Фарадея).

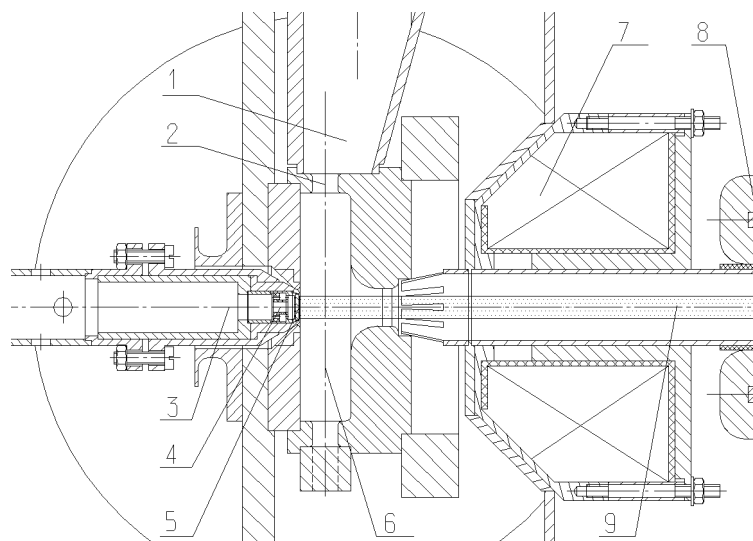


Рис. 47: Конструкция катодного узла СВЧ фотопушки. 1 - волновод, 2 - отверстие связи, 3 - катодный узел, 4 - нагреватель и термопара, 5 - фотокатод, 6 - СВЧ резонатор, 7 - бронированная магнитная линза, 8 - корректор поперечного положения пучка, 9 - лазерный луч.

Энергия электронного сгустка	500кэВ
Число электронов в сгустке	$5 \cdot 10^{10}$
Частота следования сгустков	1 Гц
Длительность сгустка (ширина на полувысоте)	50 пс
Импульсный ток	160 А
Диаметр катода	8 мм
Рабочая частота	2797 МГц
Импульсная мощность ВЧ	≈ 500 кВт

Таблица 2: Параметры прототипа

газовую десорбцию с анода при его бомбардировке электронами, что существенно улучшает вакуумные условия вблизи фотокатода в процессе активации.

Диагностическая система прототипа включает в себя пассивный резонатор, используемый для измерения длительности сгустка [64], и цилиндр Фарадея - для зарядовых измерений.

Основные проектные параметры прототипа приведены в таблице 2 .

С целью улучшения вакуумных условий в СВЧ резонаторе была выбрана минимально необходимая для вытягивания с катода требуемого заряда напряженность электрического поля. Сам резонатор и питающий его волновод расположены в высоковакуумной рабочей камере и не несут на себе вакуумной нагрузки. Эта конструкция позволяет не только быстро сменить форму резонатора, но и разместить на том же месте ускоряющую систему из двух или трех последовательно расположенных резонаторов.

В данный момент идут вакуумные испытания прототипа, первые эксперименты запланированы на 1996 год.

Заключение

Основные результаты и выводы из проделанной работы: 1) На модифицированной установке "Модель соленоида" отработана в эксперименте технология получения ультрахолодного электронного пучка, в частности:

- проанализированы условия минимизации энергетического разброса электронов, эмитируемых GaAs фотокатодом;
- спроектирована, изготовлена и успешно испытана система адиабатического ускорения пучка;
- установлена необходимость одномодового по частоте режима работы лазера для минимизации эффективной температуры в эмитируемом пучке;
- с охлаждаемого жидким азотом арсенид-галлиевого фотокатода был сформирован системой адиабатического ускорения ультрахолодный электронный пучок с эффективной температурой в собственной системе отсчета $3 \cdot 10^{-5}$ эВ.

2) Исследованы процессы температурной релаксации в замагниченном электронном потоке, а именно:

- проведено комплексное экспериментальное исследование процесса поперечно-продольной релаксации температур в широком диапазоне плотностей токов и магнитных полей;
- определено численным моделированием и подтверждено экспериментально характерное время релаксации продольной температуры в замагниченном электронном пучке (Эта величина определяет темп и эффективность адиабатического ускорения.);
- на основании полученных результатов предложен способ расчета эффективной температуры замагниченного электронного пучка, с учетом как продольно-продольной, так и поперечно-продольной релаксации температур в различных режимах ускорения пучка;

3) Проанализированы возможности получения короткого интенсивного сгустка электронов с GaAs фотокатода.

4) Разработана и изготовлена установка по изучению временных характеристик фотоэмиссии электронов с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода, в частности:

- активационная камера, электронная пушка постоянного напряжения на 60 кВ, магнитная система фокусировки пучка и азимутальный датчик для измерения длительности сгустка.
- создано необходимое для автоматизации эксперимента и обработки результатов программное обеспечение.

5) В результате экспериментов сформированы с арсенид-галлиевого фотокатода наиболее короткие и интенсивные электронные сгустки: 200пс - ширина на полувысоте при пиковом значении плотности тока не менее 50 А/см^2 .

Научная новизна работы.

- Была впервые отработана технология получения ультрахолодного электронного пучка с GaAs фотокатода в реальных условиях установки электронного охлаждения. В результате, с охлаждаемого жидким азотом арсенид-галлиевого фотокатода, посредством адиабатического ускорения, был получен электронный пучок с эффективной температурой $0.6 \cdot e^2 n^{1/3}$. Здесь e - заряд электрона, n - плотность электронов в пучке.
- Впервые было проведено комплексное экспериментальное исследование и численное моделирование процесса температурной релаксации в замагниченном электронном потоке, на основании которых был предложен способ расчета эффективной температуры в сильно замагниченном электронном пучке, дающий хорошее согласие с экспериментальными данными.

- Впервые были поставлены эксперименты по изучению временных характеристик фотоэмиссии интенсивного пучка электронов с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода в области малых длительностей и больших плотностей тока эмиссии.
- Разработана технология получения с GaAs фотокатода коротких интенсивных сгустков электронов, в результате чего получены самые короткие на момент проведения эксперимента импульсы с такого фотокатода (200пс - ширина на полувысоте) при пиковом значении плотности тока не менее 50А/см^2 .

Научная и практическая значимость работы. Новые данные, полученные при исследовании ультрахолодных электронных пучков, дают в совокупности с предшествующим опытом более полное количественное представление о предельных возможностях метода электронного охлаждения, а также о свойствах арсенид-галлиевого фотокатода как эмиттера охлаждающего электронного пучка. Результаты экспериментов по получению коротких и интенсивных электронных сгустков с поверхности арсенид-галлиевого фотокатода позволяют надеяться на успешную работу такого катода в СВЧ пушке, а следовательно, и на возможность создания компактного высокоинтенсивного источника поляризованных электронов для инжекционного комплекса ВЭПП-5.

В процессе экспериментов была развита технология получения с GaAs фотокатода как ультрахолодных пучков, так и коротких интенсивных сгустков электронов.

А Задача о влиянии пульсаций лазерного излучения на продольный энергетический разброс в замагниченном электронном пучке, полученном с фотокатода.

Сопровождающее пучок продольное магнитное поле считается достаточно сильным, чтобы пренебречь поперечным движением электронов. Глубина модуляции плотности электронов δn мала по сравнению со средней плотностью n_0 , модуляции продольной скорости δV_z также достаточно малы:

$$\begin{cases} n = n_0 + \delta n, \delta n \ll n_0 \\ V_z = V_{z0} + \delta V_z, \delta V_z \ll V_{z0} \end{cases}$$

Вводим декартову систему координат так, что ось z является продольной, а оси x, y - поперечными, магнитное поле направлено по оси z . Переходя в систему отсчета пучка, движущуюся со скоростью V_{z0} , и исключая из уравнений части, связанные со стационарным решением, для которых $\delta n = \delta V_z = 0$, получим:

$$\begin{cases} \frac{\partial \delta V_z}{\partial t} = \frac{e}{m} E_z, E_z = -\frac{\partial \delta \varphi}{\partial z} \\ \frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial \delta V_z}{\partial z} = 0 \\ \Delta \delta \varphi = -4\pi e \delta n \end{cases} \quad (\text{A.109})$$

В записанных уравнениях учтены лишь члены первого порядка по малым величинам. Нужно отметить, что задача считается квазистационарной, и величины $\partial\delta V_z/\partial z$, $\partial\delta n/\partial z$ можно считать малыми. Также считается, что электрическое поле E_z связано лишь с малыми модуляциями плотности δn , пучок в среднем продольно однороден, а длина участка однородности существенно превосходит поперечные размеры системы.

Ищем решение системы уравнений (A.109) в виде:

$$\begin{cases} \delta V_z = \delta V_{z1} e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)}, \\ \delta n = \delta n_1 e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)}, \\ \delta \varphi = \delta \varphi_1 e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)}. \end{cases} \quad (\text{A.110})$$

Подставляя решения (A.110) в систему уравнений (A.109), получим:

$$\begin{cases} \delta \varphi_1 (k_z^2 + k_\perp^2) = 4\pi e \delta n_1 \\ \omega \delta V_{z1} = \frac{e}{m} k_z \delta \varphi_1 \\ \omega \delta n_1 = n_0 k_z \delta V_{z1}. \end{cases} \quad (\text{A.111})$$

Здесь $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$. Из системы (A.111) легко получить дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 = \omega_{\text{пл}}^2 \frac{k_z^2}{k_z^2 + k_\perp^2}, \quad (\text{A.112})$$

где $\omega_{\text{пл}}^2 = 4\pi e^2 n_0 / m$ есть квадрат плазменной частоты.

Поскольку радиус пучка a значительно меньше радиуса вакуумной камеры b , то изменением потенциала на размере пучка можно пренебречь, действительно, изменение потенциала от вакуумной камеры до границы пучка составит $\Delta\varphi = 2\pi a^2 n_0 \ln(b/a)$, изменение же потенциала на размере пучка есть $\Delta\varphi_1 = \pi a^2 n_0$, тогда в нашем случае $\Delta\varphi_1/\Delta\varphi = 1/2 \ln(b/a) \simeq 0.22$. Далее потенциал внутри пучка считаем не зависящим от радиуса, тогда для $\delta\varphi$ имеем:

$$\delta\varphi = 2\pi a^2 \delta n e \ln \frac{b}{a}. \quad (\text{A.113})$$

Подставляя это решение в первое уравнение системы (A.111), найдем:

$$k_z^2 + k_\perp^2 = \frac{2}{a^2 \ln \frac{b}{a}}. \quad (\text{A.114})$$

В данном случае $k_z \ll k_\perp$, действительно, $k_\perp \simeq 1/a$, а $k_z \simeq \omega_0/Vz0$, здесь ω_0 - характерная частота пульсаций интенсивности лазера в лабораторной системе. Полагая ω_0 равной разнице частот соседних мод оптического резонатора лазера (250 МГц), и скорость $V_{z0} = 1.1 \cdot 10^9$ см/с для $W = 400$ эВ, получим $k_z^2/k_\perp^2 \simeq 0.02$. В таком случае (A.114) переписывается в виде:

$$k_\perp^2 = \frac{2}{a^2 \ln \frac{b}{a}}. \quad (\text{A.115})$$

Итак, имеем дисперсионное уравнение:

$$(\omega_0 - k_z V_{z0})^2 = \omega_{\text{пл}}^2 \frac{k_z^2}{k_z^2 + k_{\perp}^2}, k_{\perp} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(b/a)}}. \quad (\text{A.116})$$

При этом соотношение между гармониками возмущений скорости и плотности примет вид:

$$\delta V_z = \frac{\omega_0 - k_z V_{z0}}{k_z} \frac{\delta n}{n_0} = \frac{\omega_{\text{пл}}}{\sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2}} \frac{\delta n}{n_0} \quad (\text{A.117})$$

Дисперсионное уравнение (A.116) можно переписать следующим образом:

$$\left(\frac{\omega_0}{k_z V_{z0}} - 1 \right)^2 = \frac{\omega_{\text{пл}}^2}{k_{\perp}^2 V_{z0}^2} \frac{1}{1 + \frac{k_z^2}{k_{\perp}^2}}. \quad (\text{A.118})$$

Для случая малых плотностей в электронном пучке можно считать, что $\omega_{\text{пл}} \ll k_{\perp} V_{z0}$. Действительно, при энергии пучка $W = 40$ эВ и токе $I = 30$ мкА имеем:

$$k_{\perp} V_{z0} = \frac{V_{0z}}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(b/a)}} = 3.2 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{с}},$$

$$\omega_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{m}} = 7.1 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{с}}, \quad \frac{\omega_{\text{пл}}}{k_{\perp} V_{z0}} = 0.022.$$

В таком случае с хорошей точностью (см. (A.118)) можно считать, что $\omega_0 = k_z V_{z0}$, тогда решение дисперсионного уравнения может быть записано в виде:

$$k_{z1,2} = \frac{\omega_0}{V_{z0}} \left(1 \pm \frac{\omega_{\text{пл}}}{\sqrt{\omega^2 + k_{\perp}^2 V_{z0}^2}} \right). \quad (\text{A.119})$$

Удовлетворяя граничным условиям $\delta V_z(0, t) = 0$, зависимости возмущений скорости и плотности от времени, с учетом (A.117), возможно записать следующим образом:

$$\begin{cases} \delta V_z(z, t) = \delta V_{z0} (\cos(\omega_0 t - k_{z1} z) - \cos(\omega_0 t - k_{z2} z)) \\ \delta n(z, t) = n_0 \delta V_{z0} \left(\frac{k_{z1}}{\omega_0 - k_{z1} V_{z0}} \cos(\omega_0 t - k_{z1} z) - \frac{k_{z2}}{\omega_0 - k_{z2} V_{z0}} \cos(\omega_0 t - k_{z2} z) \right), \end{cases} \quad (\text{A.120})$$

где k_{z1} и k_{z2} - корни (A.119) дисперсионного уравнения (A.118) для случая $\omega_{\text{пл}} \ll k_{\perp} V_{z0}$. Для относительной величины пульсаций продольной энергии в пучке $\delta W/W_0$ верно соотношение:

$$\frac{\delta W}{W_0} \simeq 2 \frac{\delta V_z(z, t)}{V_{z0}}. \quad (\text{A.121})$$

Подставляя δn из (A.120) в (A.117), и результат далее в (A.121), получим:

$$\frac{\delta W(z, t)}{W_0} \simeq \frac{2\omega_{\text{пл}}}{V_{z0}} \frac{n_0 \delta V_{z0}}{n_0} \left(\frac{k_{z1} \cos(\omega_0 t - k_{z1} z)}{\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z1}^2} (\omega_0 - k_{z1} V_{z0})} - \frac{k_{z2} \cos(\omega_0 t - k_{z2} z)}{\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z2}^2} (\omega_0 - k_{z2} V_{z0})} \right) \quad (\text{A.122})$$

После несложных преобразований выражение (A.122) может быть переписано в виде:

$$\frac{\delta W(z, t)}{W_0} \simeq \frac{4\omega_{\text{пл}}}{V_{z0}n_0} \frac{n_0\delta V_{z0}(\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z1}^2} + \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z2}^2})}{\omega_{\text{пл}}} \frac{\sin\left(\omega_0 t - \frac{k_{z1}+k_{z2}}{2}z\right) \sin\left(\frac{k_{z1}-k_{z2}}{2}z\right)}{\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z1}^2} + \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z2}^2}}. \quad (\text{A.123})$$

Сопоставляя полученный результат (A.123) и второе выражение в (A.120), а также используя (A.116), для характерной глубины модуляции интенсивности лазерного излучения $\delta I_0/I_0$ можно записать:

$$\frac{\delta I_0}{I_0} = \frac{\delta n_0}{n_0} = \frac{1}{n_0} \frac{n_0\delta V_{z0}(\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z1}^2} + \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z2}^2})}{\omega_{\text{пл}}}. \quad (\text{A.124})$$

С учетом (A.124) выражение (A.123) переписывается в виде:

$$\frac{\delta W}{W_0} \simeq \frac{4\omega_{\text{пл}}}{V_{z0}} \frac{\delta I_0}{I_0} \frac{\sin\left(\omega_0 t - \frac{k_{z1}+k_{z2}}{2}z\right) \sin\left(\frac{k_{z1}-k_{z2}}{2}z\right)}{\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z1}^2} + \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{z2}^2}}. \quad (\text{A.125})$$

Если в (A.125) подставить выражения (A.119) для $k_{z1,2}$, имея в виду при этом, что $\omega_{\text{пл}} \ll k_{\perp}V_{z0}$, то относительная величина пульсаций продольной энергии составит:

$$\frac{\delta W}{W_0} = \frac{2\omega_{\text{пл}}}{V_{z0}} \frac{\delta I}{I} \frac{\sin(\omega_0(t - z/V_{z0}))}{\sqrt{k_{\perp}^2 + \frac{\omega_0^2}{V_{z0}^2}}} \sin\left(\frac{\omega_0}{\sqrt{\omega_0^2 + k_{\perp}^2 V_{z0}^2}} \frac{\omega_{\text{пл}} z}{V_{z0}}\right). \quad (\text{A.126})$$

Оценим продольный энергетический разброс δW для случая $W_0 = 40$ эВ, $j = 955$ мкА/см², $a = 1$ мм, $b = 10$ мм, $\omega_0 = 1.57 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\delta I/I = 0.5$: $\delta W/W_0 = 0.02$, или $\delta W = 0.8$ эВ, что более чем в 10 раз превышает температуру катода.

Как показали эксперименты, время релаксации и в этом случае по порядку величины совпадает с периодом плазменных колебаний, тогда для приведенного выше численного примера длина релаксации составит:

$$l_{\text{рел}} \simeq \pi \frac{V_{z0} \sqrt{k_{\perp}^2 + k_z^2}}{\omega_{\text{пл}} k_z} \simeq 71 \text{ см}.$$

Важно отметить, что такая релаксация не есть переход энергии модуляций плотности в энергию теплового движения, поскольку затухание Ландау практически отсутствует, и движение частиц в пучке остается когерентным. Под релаксацией здесь понимается переход потенциальной энергии модуляций плотности в кинетическую энергию коллективного движения частиц. Действительно, даже если положить продольную температуру в системе отсчета пучка сразу после быстрого ускорения равной $2e^2 n^{1/3}$ (что верно лишь по прошествии по крайней мере половины периода плазменных колебаний), то дебаевский радиус будет равен:

$$r_D = \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{4\pi e^2 n}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} n^{-1/3}. \quad (\text{A.127})$$

Для пучка с энергией в 40 эВ и плотностью тока 0.96 мА/см^2 дебаевский радиус составит $1.56 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Волновое число, соответствующее наиболее интенсивной пространственной гармонике возмущения плотности пучка (см. рис. 21) может быть записано в виде:

$$k_2 = 2 \frac{\omega_1}{V_{z0}} = 8.78 \text{ см}^{-1}, \quad (\text{A.128})$$

здесь ω_1 - расстояние по частоте между соседними гармониками интенсивности. В этом случае величина $k_2 r_D = 1.37 \cdot 10^{-2}$ существенно меньше единицы, и в бесстолкновительном приближении для декремента затухания Ландау справедлива оценка:

$$\delta_L = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{\text{пл}}}{(k_2 r_D)^3} e^{-\frac{1}{2} - \frac{1}{2(k_2 r_D)^2}} \ll 1. \quad (\text{A.129})$$

Отсутствие затухания Ландау в бесстолкновительном приближении говорит о том, что при оценке декрементов затухания волн в такой плазме необходимо учитывать столкновения. Однако в нашем случае, когда параметр взаимодействия больше единицы, использовать теорию возмущений не представляется возможным. Можно лишь отметить, что в проведенных экспериментах с пульсирующим лазером характерное время перехода энергии волн на частотах пульсаций в энергию теплового движения находилось в пределах нескольких периодов плазменных колебаний. Наличие коллективного движения в пучке приводит к характерному искажению формы наблюдаемой в эксперименте интегральной функции распределения электронов по продольной энергии, способ расчета которой приводится ниже. Именно наличие такого характерного искажения измеряемой интегральной функции распределения электронов по продольной энергии позволило наблюдать процесс диссипации продольных волн в пучке.

Приведенная выше оценка продольного энергетического разброса лишь по порядку величины сравнима с полученным в эксперименте значением. Более точный расчет этой величины проводился с учетом измеренного спектра флуктуаций интенсивности лазерного излучения. В соответствии с (A.126) относительный энергетический разброс в пучке $\delta W/W_0$ ($W_0 = mV_{z0}^2/2$) с учетом нескольких гармоник интенсивности лазерного излучения может быть записан в виде:

$$\frac{\delta W}{W_0} = \frac{2\omega_{\text{пл}}}{V_0} \sum_n \frac{I_n \cos(n\omega_1 t + \varphi_n)}{I_0 \sqrt{k_{\perp}^2 + k_n^2}}, \quad (\text{A.130})$$

здесь $k_n = n\omega_1/V_{z0}$, ω_1 - расстояние по частоте между соседними гармониками интенсивности, I_n/I_0 - относительная величина, а φ_n - фаза n-ой гармоники интенсивности. Зная зависимость δW от времени (A.130), можно получить наблюдаемую в эксперименте функцию распределения электронов по продольной энергии $f(\delta W)$, которая будет пропорциональна следующей величине:

$$f(\delta W) \propto \frac{1}{\left\langle \left| \frac{d\delta W}{dt} \right| \right\rangle} \quad (\text{A.131})$$

Усреднение проводится по времени и по всем фазам φ_n от 0 до 2π .

Поскольку время пролета пучка от катода до измерителя продольного энергетического разброса мало по сравнению со временем затухания макроскопических колебаний плотности пучка в данных условиях, то измеряемая функция распределения электронов по продольной энергии связана не столько с тепловым, сколько с коллективным, макроскопическим движением частиц пучка. Это движение усредняется за достаточно продолжительный период измерения. Именно такая усредненная по времени функция распределения и определяется в (A.131).

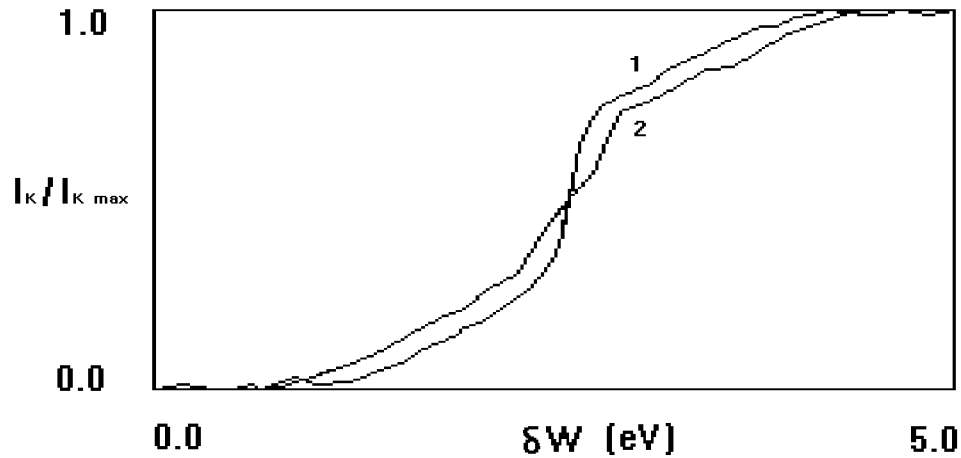


Рис. 48: Измеренная интегральная функция распределения электронов по продольной энергии (кривая 1) (фотокатод, многомодовый лазер, пушка работает в режиме с ограничением по току эмиссии). Кривая 2 - результат численного моделирования.

На рис. 48 представлен результат расчета интегральной функции распределения в соответствии с (A.131) (кривая 2) для измеренного спектра флуктуаций интенсивности многомодового гелий-неонового лазера (см. рис. 21), в сравнении с экспериментом (кривая 1). Видно, что формы приведенных функций очень похожи.

Список литературы

- [1] *Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н. Пархомчук В.В., Серый А.А., Скринский А.Н., Сухина Б.Н.* Предельные возможности электронного охлаждения. Препринт 88-61, ИЯФ СО АН СССР, 1988, Новосибирск.
- [2] *Буджер Г.И.* Эффективный метод демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных накопителях. - Атомная энергия, 1967, т.22, N 5, с. 246-248.
- [3] *Скринский А.Н., Пархомчук В.В.* Методы охлаждения пучков заряженных частиц. ЭЧАЯ, т. 12, вып. 3, Москва, Атомиздат, 1981.
- [4] *Дементьев Е.И., Диканский Н.С., Медведко А.С. и др.* Измерение тепловых шумов протонного пучка на накопителе НАП-М. - ЖТФ, 1980, т. 50, N 8, с. 1717-1729.
- [5] *J.P. Hansen.* Statistical Mechanics of Dense Ionized Matter. Equilibrium Properties of the Classical One-Component Plasma. Physical Review A, vol. 8, num. 6, 1973, p. 3096-3122.
- [6] *Пархомчук В.В.* Физика быстрого электронного охлаждения. - Дис. на соиск. учен. степени доктора физ.-мат. наук. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1995.
- [7] *Диканский Н.С., Пестриков Д.В.* Влияние эффектов упорядочения на релаксацию несгруппированного холодного пучка в накопителе. - ЖТФ, 1986, вып. 2, с. 289-296; вып. 3, с. 505-514.
- [8] *Habs D.* Crystallization of Particle Beams. Lecture Notes from the Joint US-CERN Topical Course "Frontiers on Particle Beams" in South Padre Island, Texas, October 23-29 (1986).
- [9] *Dikansky N.S., Pestrikov D.V.* Crystalline Beams, Proc. of the Workshop on Electron Cooling and New Cooling Techniques, Legnaro, Italy, May 15 - 17, 1990. World Scientific.
- [10] *Drouhin H., Herman C., Lampel G.* Photoemission from activated gallium arsenide. Phys. Rev. B, v. 31, n. 6, p. 3959, 1985
- [11] *Feigerle C.S., Pierser P.T., Seiler A. Calotta R.J.* Appl. Phys. Lett., 1986, v. 44, p. 866.
- [12] *Travier C.* An Introduction to Photo-injector Design. NIM A340(1994) p. 25-39.
- [13] *C. Travier.* Rf Guns: A Review. Proc. of the Bendor Workshop Short Pulse High Current Cathodes, June 18-22, 1990, ed. by Joel Le Duff, Edition Frontieres, France.
- [14] *Alley R., Aoyagi H., Clendenin J., et. al.* The Stanford linear accelerator polarized electron source. SLAC-PUB-95-6489 (1995).
- [15] *Spicer W.E.* Phys.Rev. 112, p.114, 1958.

- [16] *James L.W., Moll J.W.* Phys. Rev. 183, p.740, 1969.
- [17] *Kudman I., Seidel T.* J. Appl. Phys., 33, p. 771, 1962.
- [18] *Denisov V.P., Klimin A.I.* Photoemission from GaAs with negative electron affinity and various dopant concentrations. Sov. Phys. Solid State, 32(6), June 1990, p. 1021.
- [19] *Beyzavi K., et. al.,* Appl. Phys. Lett. 58, p.1268, 1991.
- [20] *Bell R.L.* Negative Electron Affinity devices. Clarendon Press, Oxford. 1973. p. 33-42, p. 63-65.
- [21] *Nolle E.L.* Emission of photoelectrons from gallium arsenide in vacuum with energy dissipation during tunneling through a potential barrier formed by an activating layer. Sov. Phys. Solid State, 31(11), November 1989, p. 1965.
- [22] *Bell R.L., Spicer W.E.* Proc. IEEE 58, p. 1788, 1970.
- [23] *Ансельм А.И.* Введение в теорию полупроводников. Москва, Наука, 1978 г., с. 145-195.
- [24] *Лебедев В.А., Шарана А.Н.* Формирование электронного пучка с малыми поперечными скоростями в системах с продольным магнитным полем. - ЖТФ, 1987, т. 57, N 5, с. 975.
- [25] *Voersch H.* Zs. Phys., 139 (1954) 115.
- [26] *Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н.* Температурная релаксация в замагниченном электронном потоке. - ЖЭТФ, 1982, т. 83, вып. 6(12), с. 2056-2064.
- [27] *Aleksandrov A.V., Dikansky N.S., Kot N.Ch., Kudelainen V.I., Lebedev V.A., Logachov P.V.* Temperature Relaxation and Adiabatic Acceleration at Magnetized Electron Flux. Proc. of the Workshop on Electron Cooling and New Cooling Techniques. Legnaro, Italy, May 15-17, 1990. World Scientific.
- [28] *Мешков И.Н.* Транспортировка пучков заряженных частиц. Новосибирск. Наука. Сибирское Отделение. 1991.
- [29] *Коган В.И.* В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 1. М. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 130.
- [30] *Диканский Н.С., Кокоулин В.И., Кот Н.Х. и др.* Быстрое электронное охлаждение в диапазоне малых относительных скоростей. - XIII Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, 1987, т. 1, с. 330-333.
- [31] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Статистическая физика, т. V, часть 1. - М.: Наука, 1976.

- [32] *Александров, Богданкевич, Рухадзе.* Основы электродинамики плазмы. Высшая школа. 1988.
- [33] *Ichimaru S.* Strongly Coupled Plasmas: High-density Classical Plasmas and Degenerate Electron Liquids. *Rev. Mod. Phys.* 54. 1017 (1982).
- [34] *A.V.Aleksandrov, ...P.V.Logachov, et. al.* Low Energy Intense Electron Beams With Extra-low Energy Spread. *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Reseach A* 340(1994) p.114-117.
- [35] *A.V. Aleksandrov ... P.V.Logachov, et. al.* Measurement of the Longitudinal Energy Distribution of a Cold Electron Beam from GaAs, in *Procs. Workshop on Electron cooling techniques*, Legnaro, Italy, May 15-17, 1990, (World Scientific, Singapore)
- [36] *A.V. Aleksandrov P.V.Logachov, et. al.* Relaxations in Electron Beams and Adiabatic Acceleration; *Phys. Rew. A* 46 (1992) 6628.
- [37] *A.V. Aleksandrov P.V.Logachov, et. al.* First Experimental Observation of an Electron Beam with a Plasma Parameter Grater Than One; *Europhysics Lett.* 18 (1992) 151.
- [38] *Буров А.В., Куделайнен В.И., Лебедев В.А. и др.* Экспериментальное исследование компенсированного состояния электронного пучка. - Препринт 89-116, ИЯФ, Новосибирск, 1989.
- [39] *A.V. Aleksandrov P.V.Logachov , eight co-authors,* Influence of The Laser Modes on the Energy Spread in Photoemitted Electron Beams; *Phys. Lett. A*163 (1992) 77.
- [40] *Pierce D.T., Celotta R.J., Wang G.C., Unertl W.N., Galejs A., Kuyatt C.E. and Mielezarek S.R.* *Rev. Sci. Instr.* 51 (1980) 478.
- [41] *Hartman S.C., Barov N., Pellegrini C., Park S., et. al.* Initial measurements of the UCLA rf photoinjector. *NIM A* 340 (1994) p.219-230.
- [42] *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators*, SLAC Report 432 Rev. (1994).
- [43] *Tang E.M., Lubel M.S., et. al.* Operating experience with GaAs photoemission electron source. *Rev. Sci. Instrum.* 57(12) Dec. 1986.
- [44] *James L.W., Antypas G.A., Uebbing J.J., Yep T., Belly R.L.* *J. Appl. Phys.* 42, p. 580, 1971.
- [45] *Spicer W.E.* "Moderen Theory of Photoemission and its Applications to Practical Photocathodes." *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators.* Sept 8-10, 1993, SLAC Report 432.
- [46] *A.V.Novokhatski, ...P.V.Logatchev, et. al.* A Laser Driven Gun for Electron-Positron Factories. *NIM A* 340(1994), p.237-240.

- [47] *Martinelly R.U., Schultz M.L., Gossenberger H.F.* J. Appl. Phys. 1972. vol. 43, n. 11, p. 4803-4804.
- [48] *Stuart R., Wooten F.* Phys. Rev. 156, p. 364, (1967).
- [49] *Kane E.O.* Phys. Rev. 147, p. 335, (1966).
- [50] *Duckett S.W.* Phys. Rev. 166, p. 302, (1968).
- [51] *Sinclair C.K., in Heller K.J. ed.* High Energy Spin Physics, AIP Conf. Proc. N 187 (New York: Amer. Inst. Phys., 1988) p. 1412.
- [52] *Zolotarev M.S., et.al.* Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, SLAC Report 432 Rev. (1994), p.436.
- [53] *Reichert E.* The recent progress is summarized in "Proc. of the 9th International Symposium on High Energy Spin Physics" Sept. 6-7, Bonn (1990).
- [54] *Nakanishi T., Aoyagi H., et. al.* Large Enhancement of Spin Polarization Observed by Photoelectrons from the Strained GaAs Layer. DPNU-91-23, April, 1991.
- [55] *Terekhov A.S.* New material for Photoemission Electron Source: Semiconductor Alloy InGaAsP Grown on GaAs Substrate. Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators. Sept. 8-10 1993, SLAC Report 432, Stanford, CA, USA.
- [56] *A.V.Aleksandrov, ...P.V.Logachov, et. al.* The GaAs Electron Source: Simulations and Experiments. NIM A 340(1994), p. 118-121.
- [57] *P.V.Logatchev, ... et. al.* Measurement of Time Response of Laser Triggered GaAs Photocathode. Proc. of the Fourth European Particle Accelerator Conference vol.2 World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- [58] *A.V.Aleksandrov, ...P.V.Logachov, et. al.* Device for Electron Bunch Length Measurement in the Picosecond Region. Rev. Sci. Instrum. 66(5), May 1995, p.3363.
- [59] *A.V.Aleksandrov, ...P.V.Logachov, et. al.* Experimental Study of the Response Time of GaAs as a Photoemitter. Physical Review E, vol. 51, numb. 2, Feb. 1995, p.1449.
- [60] *A.V. Aleksandrov, ... P.V. Logatchov, et. al.* Experimental Study on the Time Resolution of Negative Electron Affinity GaAs. Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators. Sept. 8-10 1993, SLAC Report 432, Stanford, CA, USA.
- [61] *Курносков А.И., Юдин В.В.* Технология производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Уч. пос. для вузов, Москва, "Высшая школа", 1986.
- [62] Original version from K. Crandall and L. Young, (LANL). Version used at Orsay modified by B. Mouton (LAL/SERA).

- [63] *Clendenin J., Aoyagi H., Frisch J., Matsumoto H., et. al.* Prospects for generating polarized electron beams for a linear collider using an rf gun. NIM A 340 (1994), p. 133-138.
- [64] *Александров А.В.* Формирование интенсивных электронных сгустков пикосекундной длительности для инжекционного комплекса ВЭПП-5 с использованием арсенид-галлиевого фотокатода. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1996.