



Пушкарев А.И., Исакова Ю.И.

# ДИАГНОСТИКА МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Монография

Новосибирск  
2016

УДК 533  
ББК 22.333  
П91

Рецензенты:

*Ковивчак В.С.* кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник комплексного научно-исследовательского отдела региональных проблем Омского научного центра СО РАН;

*Коханенко А.П.* доктор физико-математических наук, профессор радиофизического факультета Томского государственного университета.

ISBN 978-5-4379-0477-0

**Пушкарев А.И., Исакова Ю.И.**

**П91 «Диагностика мощных ионных пучков»:** – Монография. – Новосибирск: Изд. АНС «СибАК», 2016. – 126 с.

В монографии изложены научные основы диагностики наиболее важных параметров импульсных ионных пучков – плотности ионного тока, плотности энергии, состава ионного пучка. Основное внимание уделено методам анализа мощных ионных пучков, предназначенных для технологических применений. Монография содержит подробный анализ области применения каждого диагностического метода, погрешности, чувствительности и др. Приведен анализ систематических погрешностей для каждого метода при измерении параметров импульсных ионных пучков. Все рассмотренные методики апробированы на разных ионных ускорителях, использующих ионные диоды разного типа - с внешней магнитной изоляцией, магнитной самоизоляцией электронов, с замкнутым и незамкнутым дрейфом электронов, формирующие МИП сложного состава мощностью 6-8 ГВт с концентрацией ионов до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Монография рассчитана на специалистов в области сильноточной электроники, генерации импульсных пучков заряженных частиц. Она может быть использована в качестве учебного пособия для студентов и аспирантов физических специальностей, в курсах лекций «Физика и техника низкотемпературной плазмы, плазмохимия и плазменные технологии», «Физика и техника мощных пучков заряженных частиц. Радиационно-пучковые технологии модифицирования материалов».

ББК 22.333

ISBN 978-5-4379-0477-0

© Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., 2016  
© АНС «СибАК», 2016

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ПРЕДИСЛОВИЕ</b> .....	6
.....	
<b>ГЛАВА 1. КОРРЕКТНОСТЬ ДИАГНОСТИКИ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА</b> .....	9
1.1. Влияние разброса энергии ионов и сложного состава МИП.....	9
.....	
1.2. Влияние ускоренных нейтралов.....	11
.....	
1.3. Влияние изменения ускоряющего напряжения.....	12
.....	
1.4. Локальность диагностики.....	13
.....	
1.5. Влияние электронов на нагрев мишени.....	16
.....	
1.6. Статистический анализ параметров МИП.....	17
.....	
1.7. Влияние перемещения МИП в фокусной плоскости.....	21
1.7.1. Ионный диод с магнитной самоизоляцией.....	21
1.7.2. Ионный диод с внешней магнитной изоляцией...	25
1.7.3. Диод с замкнутым дрейфом электронов.....	27

1.8. Особенности фокусировки МИП, формируемого диодом с пассивным анодом.....	29
1.8.1. Ионный диод с магнитной самоизоляцией электронов.....	30
1.8.2. Ионный диод с внешней магнитной изоляцией...	32
1.8.3. Обсуждение результатов.....	34

## **ГЛАВА 2. ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА МИП.....**

2.1. Методика измерения плотности энергии МИП.....	39
2.2. Исследование охлаждения мишени.....	43
2.2.1. Охлаждение за счет теплового излучения.....	43
2.2.2. Учет отвода энергии за счет теплопроводности...	45
2.3. Нагрев мишени электронами.....	50
2.4. Нагрев мишени анодной плазмой.....	57
2.5. Расчет времени прогрева мишени.....	59
2.6. Влияние теплового излучения диода на нагрев мишени.	60

2.7. Разрешающая способность тепловизионной диагностики..	60
2.8. Диагностика МИП с высокой плотностью энергии.....	62
2.8.1. Расчет пороговой плотности энергии.....	62
2.8.2. Использование металлической сетки.....	65
2.8.3. Использование коллимирующего отверстия.....	72
2.8.4. Заключение.....	76

**ГЛАВА 3. АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ИОННОГО ПУЧКА.....**

3.1. Физические принципы акустической диагностики.....	81
3.2. Калибровка акустической диагностики.....	88
3.3. Калибровка методом падающей массы.....	93
3.4. Измерение давления в мишени.....	95
3.5. Измерение распределения плотности энергии МИП.....	98
3.6. Заключение.....	100

**ГЛАВА 4. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ДИАГНОСТИКА  
ИОННОГО**

<b>ПУЧКА.....</b>	<b>10</b>
...	1
4.1. Цилиндр Фарадея с магнитной отсечкой электронов.....	10 2
4.2. Цилиндр Фарадея с электрическим смещением.....	10 7
4.3. Исследование состава ионного пучка.....	10 9
4.4. Исследование распределения ионов по энергии.....	11 7
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>11</b>
..	9
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>12</b>
.....	0

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Научная область, к которой относятся материалы, изложенные в книге – измерение параметров импульсных ионных пучков гигаваттной мощности. В монографии представлен аналитический обзор и результаты тестирования различных методов исследования импульсных ионных пучков, предназначенных для технологических применений – энергия ионов менее 1 МэВ, плотность энергии 0.5–10 Дж/см<sup>2</sup>.

Совершенствование продукции машиностроения затруднено без применения новых технологических процессов, позволяющих повысить ресурс и надежность деталей и узлов в самых жестких условиях эксплуатации. Этим вызвано развитие методов поверхностного упрочнения лазерным излучением, электронным пучком, ионной имплантацией, мощными ионными пучками (МИП) и импульсными потоками плазмы.

Для модификации материалов с высокой теплопроводностью (металлы и сплавы) необходимы импульсные потоки энергии с плотностью энергии 2–3 Дж/см<sup>2</sup> при длительности импульса не более 100–200 нс. Увеличение длительности импульса приводит к увеличению толщины прогреваемого слоя облучаемой мишени (за счет теплопроводности) при незначительном росте температуры. Использование сильноточных электронных пучков для модификации материалов требует значительно более высокой плотности энергии из-за большого пробега электронов, превышающего сотни микрон в металлах. Снижение энергии электронов для уменьшения их пробега требует увеличения длительности импульса для достижения необходимой плотности энергии. Например, эффективная очистка газотурбинных лопаток от нагара происходит при воздействии сильноточного электронного пучка с плотностью энергии 40–50 Дж/см<sup>2</sup> (125 кэВ, 30 мкс, ускоритель GESA-4), а при воздействии МИП (200 кэВ, 120 нс, ГЕМП-4М) – с плотностью энергии 3–4 Дж/см<sup>2</sup>.

Воздействие МИП длительностью 100–150 нс и плотностью энергии 1–3 Дж/см<sup>2</sup> обеспечивает нагрев и охлаждение приповерхностного слоя обрабатываемого изделия со скоростью 10<sup>8</sup>–10<sup>9</sup> К/с (сверхскоростная закалка), давление при этом достигает (2–6)·10<sup>8</sup> Па (сверхмощная ковка). Толщина такого слоя составляет 1–2 мкм и объемная плотность мощности радиационного воздействия достигает 10<sup>11</sup> Вт/см<sup>3</sup>. Это позволяет получать в поверхностных слоях составы и наноразмерные структуры, недоступные другими методами. В результате улучшаются свойства материалов: твердость, прочность,

износостойкость; повышаются эксплуатационные характеристики изделий из них.

Для измерения параметров мощных ионных пучков с энергией ионов менее 1 МэВ используют тепловизионную диагностику (измерение полной энергии МИП и распределения плотности энергии по сечению), акустическую диагностику (измерение плотности энергии МИП и распределения плотности энергии по сечению), времяпролетную диагностику (измерение плотности ионного тока, состава и энергетического спектра МИП) и спектрометр Томсона (измерение состава МИП).

За последние 30–40 лет в России и за рубежом опубликовано много статей и докладов на конференциях, посвященных генерации и диагностике мощных пучков заряженных частиц. Наиболее полно эти материалы обобщены в монографиях *В.М. Быстрицкого и А.Н. Диденко* «Мощные ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1984» и *S. Humphries* «Charged Particle Beams. Wiley, New York, 1990». С момента выхода этих книг были продолжены исследования. Результаты опубликованы в отдельных работах, что затрудняет оценить современные достижения в области измерения параметров мощных пучков заряженных частиц.

В первой части монографии выполнен сравнительный анализ систематических погрешностей при контроле воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаватной мощности по плотности ионного тока и по плотности энергии. Показано, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию. Мощный ионный пучок имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии и степени ионизации.

В монографии представлен аналитический обзор и результаты тестирования тепловизионной диагностики распределения плотности энергии по сечению импульсного ионного пучка гигаваттной мощности. Она также позволяет измерять полную энергию МИП, расходимость МИП при транспортировке до мишени, перемещение ионного пучка в фокусной плоскости в серии импульсов и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение составляет 1–2 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии выше 0.05 Дж/см<sup>2</sup>. Для корректного использования тепловизионной методики при контроле параметров МИП выполнен



анализ влияния высокоэнергетических электронов, анодной плазмы и др. факторов на нагрев мишени.

В монографии представлен аналитический обзор и результаты тестирования акустической диагностики параметров импульсных ионных пучков. Она позволяет измерять плотность энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени при высокой частоте следования импульсов. Чувствительность типового пьезодатчика обеспечивает регистрацию МИП за один импульс при плотности энергии выше  $0.5 \text{ Дж/см}^2$ . Тестирование диагностики показало, что при плотности энергии более  $2 \text{ Дж/см}^2$  происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени. Акустическая диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов. Время измерения не превышает  $0.1 \text{ с}$ , поэтому ее можно использовать для быстрой оценки плотности энергии МИП с контролем параметров облучения на каждом импульсе при частоте следования до  $10^3 \text{ имп/с}$ .

В монографии представлен аналитический обзор и результаты тестирования времяпролетной диагностики параметров импульсных ионных пучков. Она позволяет определить основные характеристики МИП сложного состава: состав пучка и абсолютные значения суммарного флюенса ионов, флюенса ионов разной массы и кратности ионизации, энергетический спектр каждого типа ионов. При контроле параметров МИП не требуется сложное оборудование и длительная обработка результатов измерений.

Все рассмотренные методики успешно апробированы на разных ионных ускорителях, использующих ионные диоды разного типа – с внешней магнитной изоляцией, магнитной самоизоляцией электронов, с замкнутым и незамкнутым дрейфом электронов, формирующие МИП сложного состава мощностью  $6\text{--}8 \text{ ГВт}$  с концентрацией ионов до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Предлагаемое издание является первым, в котором обобщены результаты тестирования и оценки погрешности основных методов измерения параметров мощных ионных пучков наносекундной длительности. Монография рассчитана на специалистов в области сильноточной электроники, генерации импульсных пучков заряженных частиц. Она может быть использована в качестве учебного пособия для студентов и аспирантов физических специальностей, в курсах лекций «Физика и техника низкотемпературной плазмы, плазмохимия и плазменные технологии», «Физика и техника мощных пучков заряженных частиц. Радиационно-пучковые технологии модифицирования материалов».

## ГЛАВА 1.

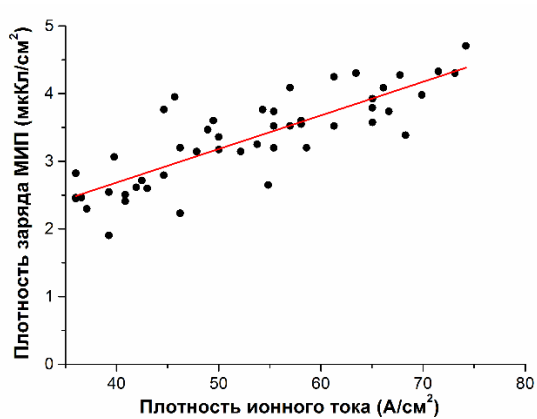
### КОРРЕКТНОСТЬ ДИАГНОСТИКИ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА

Диагностику МИП можно проводить по плотности ионного тока или по плотности энергии. В большинстве работ, посвященных модификации металлических изделий мощными ионными пучками, контроль параметров ионного пучка проводится по амплитуде импульса плотности ионного тока [5; 10; 25; 50]. В данном разделе выполнен сравнительный анализ корректности диагностики МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока и по плотности энергии.

#### 1.1. Влияние разброса энергии ионов и сложного состава МИП

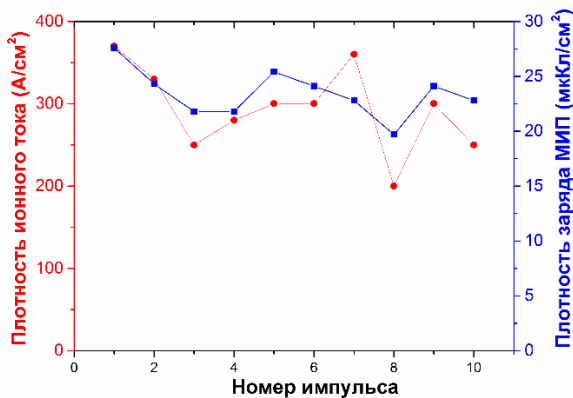
Мощный ионный пучок, формируемый диодом при импульсном ускоряющем напряжении, имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Например, ионный пучок, формируемый диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции, содержит протоны (50 %), ионы углерода и кислорода (50 %) [29]. Ионный пучок, формируемый ионным диодом с графитовым анодом в режиме магнитной самоизоляции, содержит 80–85 % ионов  $C^+$  и протоны [16]. При амплитуде импульса ускоряющего напряжения 200–250 кВ значительная часть ионов имеет кинетическую энергию менее 100 кэВ [39]. Измерение плотности ионного тока обычно проводят при помощи коллимированного цилиндра Фарадея (КЦФ), расположенного в точке последующего размещения обрабатываемого изделия. В этом случае форма импульса плотности ионного тока зависит от расстояния от диода до КЦФ из-за разной скорости ионов. С увеличением расстояния амплитуда импульса снижается, длительность увеличивается, проявляются отдельные импульсы, соответствующие разным типам ионов. Это позволяет определить состав МИП и распределение ионов по энергии (см. раздел 4), но приводит к значительной погрешности оценки воздействия МИП на образец.

Более корректно контролировать плотность заряда МИП за импульс (или флюенс ионов за импульс), которая равна интегралу плотности ионного тока по длительности импульса. Но выполненные исследования показали, что при постоянной длительности импульса плотность заряда ионов за импульс пропорциональна его амплитуде. На рисунке 1 приведены данные корреляционного анализа плотности ионного тока и плотности заряда МИП.



**Рисунок 1. Корреляционная зависимость между плотностью заряда МИП за импульс и амплитудой импульса плотности ионного тока. Выборка 50 импульсов**

Но несмотря на то, что коэффициент детерминации составляет 0.83, разброс плотности заряда ускоренных ионов достигает 100 % при одной и той же амплитуде импульса плотности ионного тока. На рисунке 2 представлены данные изменения в серии 10 последовательных импульсов амплитуды импульса плотности ионного тока и плотности заряда МИП для этого импульса.



**Рисунок 2. Изменение в серии импульсов амплитуды импульса плотности ионного тока (1) и плотности заряда ионов (2)**

Поэтому оценка воздействия МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока содержит большую погрешность. В то же время, измерение плотности энергии МИП позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии, момента воздействия на мишень и степени ионизации. Глубина пробега ионов в мишени слабо влияет на распределение температуры в приповерхностном слое. Моделирование распределения температуры по глубине мишени при поглощении моноэнергетического пучка ионов (ионы  $C^+$ , энергия 200 кэВ, длительность импульса 100 нс, форма импульса – гаусиана, мишень из нержавеющей стали) показало, что при глубине пробега ионов 0.3 мкм к концу импульса тепловой фронт распространяется на глубину 2–3 мкм [46].

## 1.2. Влияние ускоренных нейтралов

Характерной особенностью генерации МИП в диодах с пассивным анодом является перезарядка ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в А-К зазоре [35]. В результате перезарядки формируется поток ускоренных нейтралов с энергией 5–10 кэВ. В этом случае мощный энергетический поток, формируемый ионным диодом, содержит значительную часть ускоренных нейтралов.

В работе [47] представлены результаты исследования процесса генерации МИП в диодах с пассивным анодом в режиме магнитной изоляции. Исследования проведены в одноимпульсном режиме (100 нс, 250–300 кВ, диод с внешней магнитной изоляцией) и в режиме формирования двух импульсов – первый, плазмообразующий – отрицательный (300–500 нс, 100–150 кВ) и второй, генерирующий – положительный (150 нс, 200–250 кВ), диод с магнитной самоизоляцией. Плотность энергии ионного пучка измерена по тепловизионной методике [9] и рассчитана по экспериментальным значениям плотности ионного тока и ускоряющего напряжения. Измерения плотности энергии МИП в диодах с внешней магнитной изоляцией и магнитной самоизоляцией показали, что эти две независимые методики в первом случае дают близкие результаты (3.6–4 Дж/см<sup>2</sup>). Но при работе ионного диода в двухимпульсном режиме плотность энергии, измеренная по тепловизионной методике (3–4 Дж/см<sup>2</sup>), превышает в 4–6 раз значения, рассчитанные по осциллограммам ускоряющего напряжения и плотности ионного тока. Расчет выполнен с учетом задержки сигнала с КЦФ на время пролета ионов от диода (см. раздел 1.8). Полученные результаты можно объяснить более эффективной (по сравнению с

диодом с внешней магнитной изоляцией) перезарядкой ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в А-К зазоре и формированием интенсивного потока ускоренных нейтралов. Наличие длительной паузы (в двухимпульсном режиме) между моментом десорбции молекул с поверхности анода (первый импульс) и моментом генерации ионов (второй импульс) увеличивает толщину слоя десорбированных молекул. Это значительно увеличивает число актов перезарядки одного иона в процессе его ускорения в А-К зазоре.

Контроль теплового воздействия мощного ионного пучка, содержащего значительную долю ускоренных нейтралов, только по амплитуде импульса плотности ионного тока, будет содержать большую систематическую погрешность. Она обусловлена неконтролируемым соотношением теплового воздействия ускоренных ионов и нейтралов, Измерение плотности энергии МИП позволяет определить суммарное тепловое воздействие ионов и ускоренных нейтралов.

### 1.3. Влияние изменения ускоряющего напряжения

Генерация МИП при большой плотности ионного тока сопровождается коллективными эффектами и поток ионов ограничивается их объемным зарядом. В этом режиме плотность ионного тока описывается одномерным соотношением Child-Langmuir (1-D CL) [12; 13]. С учетом сокращения А-К зазора при расширении плазменной эмиссионной поверхности плотность электронного тока равна:

$$J_{\text{ICL}}(t) = \frac{4\varepsilon_0 \cdot \alpha \sqrt{2e}}{9\sqrt{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d(t)^2} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{\alpha \cdot U^{3/2}}{(d_0 - vt)^2}, \quad (1)$$

где:  $U$  – ускоряющее напряжение,

$d_0$  – начальный А-К зазор,

$\varepsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость,

$v$  – скорость расширения плазмы,  $m_i$  и  $z$  – масса и заряд иона,

$\alpha$  – коэффициент усиления ионного тока,  $\alpha = 1.86$  для биполярного потока (ионы+электроны).

Расчетная плотность энергии ионного пучка равна интегралу произведения ускоряющего напряжения на расчетную плотность ионного тока:

$$J_{calc}(t) = \frac{4\varepsilon_0 K \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int \frac{U^{5/2}(t) dt}{(d_0 - v \cdot t)^2}; \quad J / cm^2 \quad (1.2)$$

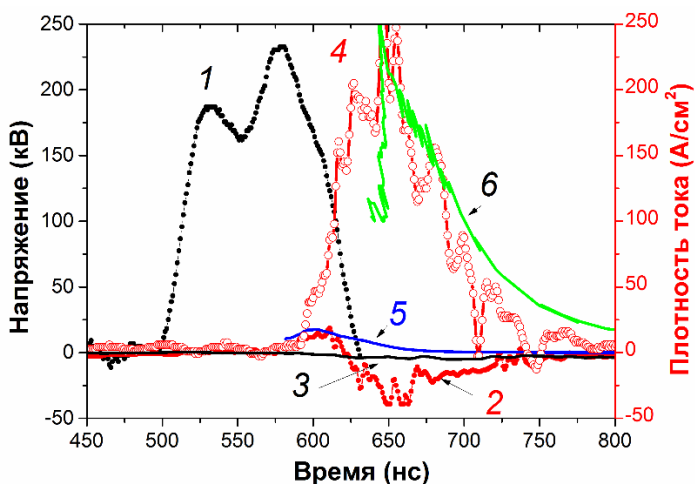
Изменение режима облучения изделия мощным ионным пучком обеспечивается изменением ускоряющего напряжения или величины А-К зазора. Контроль теплового воздействия МИП только по амплитуде импульса плотности ионного тока будет содержать большую систематическую погрешность. Увеличение амплитуды импульса плотности ионного тока в 2 раза за счет увеличения ускоряющего напряжения вызовет увеличение плотности энергии (при той же длительности импульса) в 2.8 раза, см. соотношение 1.2.

Большинство генераторов импульсных ионных и электронных пучков гигаваттной мощности используют двойную формирующую линию. Такой генератор формирует импульс напряжения с крутизной переднего фронта  $(1-2) \cdot 10^{13}$  В/с [12]. Это обеспечивает быстрое образование взрывоэмиссионной плазмы на всей рабочей поверхности катода. В таких условиях характеристики диода определяются в основном процессами в А-К зазоре и не зависят от эмиссионной способности потенциального электрода. Это обеспечивает более высокую стабильность выходных параметров генератора и большой ресурс работы. Но ДФЛ требует хорошего согласования волнового сопротивления с импедансом нагрузки. В ускорителе ТЕМП-4М при работе в согласованном режиме 90 % энергии, накопленной в ДФЛ, поступает в диод, и 90 % этой энергии поступает в диод в течение генерации МИП. Изменение режима облучения изделия мощным ионным пучком за счет изменения А-К зазора вызовет рассогласование генератора и нагрузки. При уменьшении А-К зазора резко возрастает полный ток диода, возрастает индуктивное падение напряжения на паразитной индуктивности элементов диодного узла и снижается ускоряющее напряжение. Это приводит к неконтролируемому изменению теплового воздействия МИП при одной и той же амплитуде импульса плотности ионного тока. Измерение плотности энергии МИП позволяет устранить эти погрешности.

#### 1.4. Локальность диагностики

Для эффективной транспортировки и фокусировки МИП необходимо обеспечить его зарядовую компенсацию электронами. В противном случае в результате кулоновского расталкивания он будет рассыпаться. Для измерения зарядовой нейтрализации МИП, формируемого диодом в режиме магнитной самоизоляции,

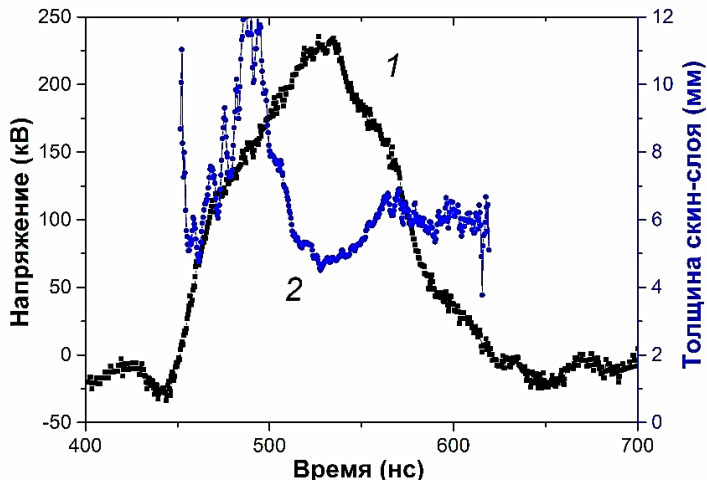
мы использовали цилиндр Фарадея без отсечки электронов (ЦФО). Результаты измерения показаны на рисунке 3.



**Рисунок 3. Осциллограммы ускоряющего напряжения, второй импульс (1), плотности тока нейтрализованного пучка (2), плотности ионного тока с КЦФ, закрытым фольгой 10 мкм (3), плотности ионного тока (4, точки), расчетная плотность тока протонов (5, линия) и ионов углерода (6, линия)**

Данный метод использован в работе К. Yatsui *et al.* [15]. ЦФО выполнен из разъёма CP50-812ФВ, диаметр коллектора составлял 8 мм, диаметр коллимирующего отверстия в крышке – 4 мм.

Выполненные исследования показали, что в полосковом диоде с магнитной самоизоляцией концентрация электронов в фокусе в 1.3–1.5 раз превышает концентрацию ионов. При измерении плотности ионного тока необходимо удалить тепловые электроны из МИП. Для этой цели используют поперечное магнитное поле (КЦФ с магнитной отсечкой) или электрическое поле (КЦФ с электрическим смещением). Выполненные исследования показали, что величина скин-слоя нейтрализованного тепловыми электронами ионного пучка, формируемого ускорителем ТЕМП-4М, составляет 4–6 мм (см. рисунок 4).



**Рисунок 4. Осциллограмма ускоряющего напряжения, второй импульс (1) и изменение толщины скин-слоя при генерации МИП (2)**

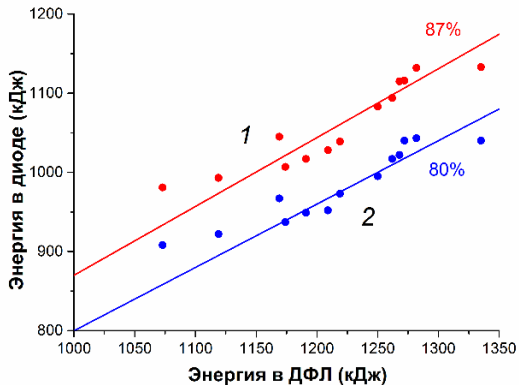
Диаметр МИП обычно превышает 5–10 см, и для эффективного удаления всех нейтрализующих электронов необходимо использовать коллимирующее отверстие, в которое проникает исследуемый пучок заряженных частиц и попадает на коллектор. Диаметр коллимирующих отверстий в цилиндре Фарадея с магнитной отсечкой не должен превышать 3–5 мм для эффективного удаления всех электронов. Поэтому контроль МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока обеспечивает измерение в локальной области, площадь которой не превышает 0.5 % площади всего пучка. Величину полного ионного тока в дальнейшем рассчитывают по эмпирическому соотношению, учитывающему распределение плотности ионного тока по сечению МИП [27; 55]. Такой подход вносит существенную погрешность при диагностике воздействия МИП на обрабатываемое изделие.

В то же время, измерение плотности энергии с помощью тепловизионной диагностики позволяет определить информацию о распределении энергии МИП по всему сечению за один импульс. Тепловизионная диагностика обладает высоким пространственным разрешением и высоким быстродействием, см. раздел 2. Это обеспечивает получение систематических данных при оперативном проведении большого количества измерений.



## 1.5. Влияние электронов на нагрев мишени

Двойная формирующая линия требует хорошего согласования волнового сопротивления с импедансом нагрузки. Но в течение генерации МИП импеданс диода изменяется, что вызывает его рассогласование и формирование дополнительных импульсов напряжения после основного. Результаты исследования баланса энергии при работе ускорителя на диод показаны на рисунке 5. Исследования выполнены на полосковом фокусирующем диоде с магнитной самоизоляцией [17].



**Рисунок 5. Зависимость энергии, переданной из ДФЛ в диодный узел в течение основного импульса и послепулсвов (1) и в течение основного импульса (2), от энергии в ДФЛ**

Значительная часть энергии, сравнимая с полной энергией МИП, поступает в диод уже после основного импульса. При этом послепулсвы имеют не только положительную полярность, но и отрицательную. Это обеспечивает генерацию импульсного электронного пучка. Контроль теплового воздействия энергетического потока, формируемого ионным диодом, только по амплитуде импульса плотности ионного тока, будет содержать большую систематическую погрешность. Она обусловлена отсутствием контроля теплового воздействия электронов, ускоряемых на после импульсах. Энергия этих электронов значительно ниже энергии ускоренных ионов пучка и их пробеги в металле сравнимы.

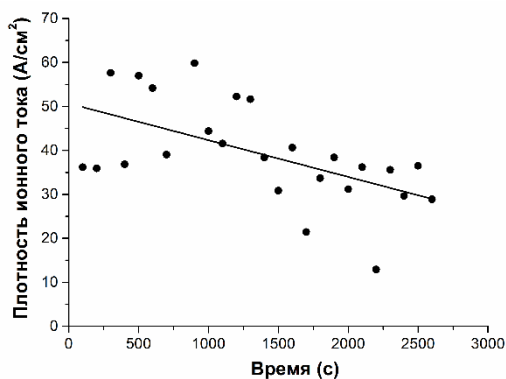
Кроме того, в ионном диоде с магнитной самоизоляцией при работе в двухимпульсном режиме возможно облучение обрабатываемого изделия электронами, ускоренными на первом импульсе. Поэтому оценка теплового воздействия только по амплитуде импульса

плотности ионного тока содержит большую погрешность. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить суммарное тепловое воздействие ионов, электронов и нейтралов.

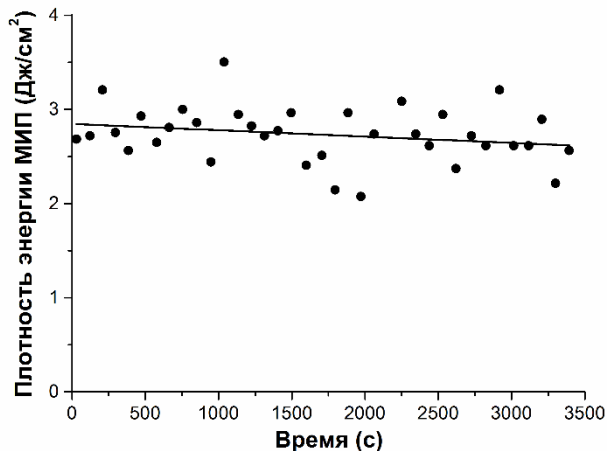
### 1.6. Статистический анализ параметров МИП

Наиболее важными параметрами генератора пучка заряженных частиц, определяющие возможность его технологического применения, являются ресурс непрерывной работы и стабильность параметров в серии импульсов. Как показывает литературный обзор работ по анализу стабильности генерации МИП в серии импульсов, для различных типов ионных диодов характерна низкая воспроизводимость плотности ионного тока от импульса к импульсу [17].

В работе [20] представлены результаты исследования стабильности генерации МИП, формируемого диодом в режиме магнитной самоизоляции. Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М в двухимпульсном режиме. Выполнены исследования диодов разной конструкции – полоскового фокусирующего и плоского диодов, конусного фокусирующего диода. Полную энергию пучка измеряли с помощью тепловизионной диагностики и калориметра, а плотность энергии пучка – с помощью тепловизионной и акустической диагностик. Получено, что в серии импульсов стандартная девиация полной энергии и плотности энергии пучка не превышает 10–11 % при нестабильности амплитуды импульса плотности ионного тока более 20–30 %. Результаты анализа стабильности выходных параметров МИП, формируемого фокусирующим полосковым диодом показаны на рисунках 6 и 7.



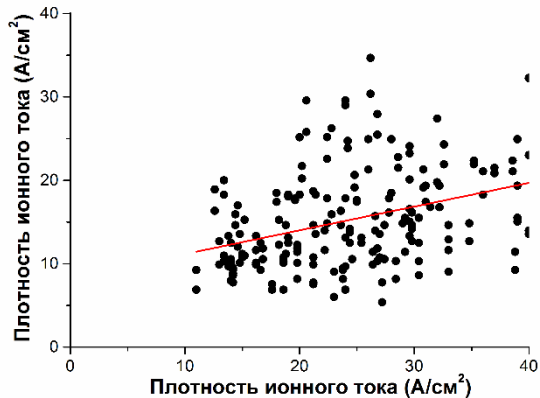
*Рисунок 6. Изменение амплитуды импульса плотности ионного тока в серии импульсов*



**Рисунок 7. Изменение плотности энергии в серии импульсов**

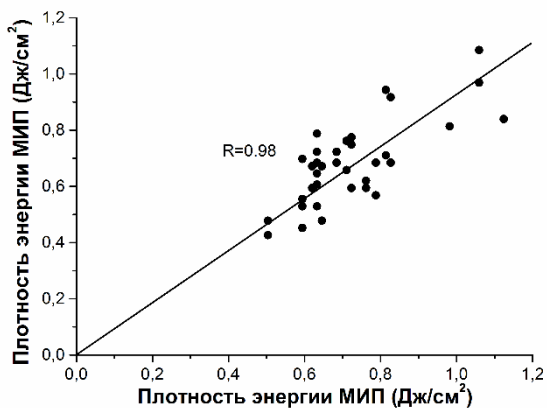
Увеличение стабильности плотности энергии пучка в серии импульсов связано с перезарядкой ионов и формированием ускоренных нейтралов. Из-за реализации механизма стабилизации плотности энергии анализ стабильности теплового воздействия МИП на мишень по амплитуде импульса плотности ионного тока дает завышенную величину стандартной девиации.

Характерной особенностью генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляции является слабая корреляция плотности ионного тока, формируемого одновременно в разных частях ионного диода. На рисунке 8 показаны корреляционные зависимости амплитуд импульсов плотности ионного тока, измеренных синхронно двумя КЦФ при расстоянии между ними 5 см [20]. Диаметр коллимирующего отверстия в КЦФ составлял 2 мм.



**Рисунок 8. Корреляционная зависимость между амплитудами плотности ионного тока с двух КЦФ**

Коэффициент детерминации (adj. R-Square в программе Origin 8) для плотности тока МИП в точках, удаленных друг от друга вдоль рабочей поверхности диода на расстояние более 5 см, не превышает 0.12. Это указывает на то, что генерация ионного тока идет несинхронно по сечению пучка. Поэтому локальный контроль плотности ионного тока не позволяет обеспечить достоверную информацию о обработке всего изделия. Но при этом плотность энергии МИП в разных точках диода меняется синхронно от импульса к импульсу, см. рисунок 9.



**Рисунок 9. Корреляционная зависимость плотности энергии в разных точках сечения пучка**

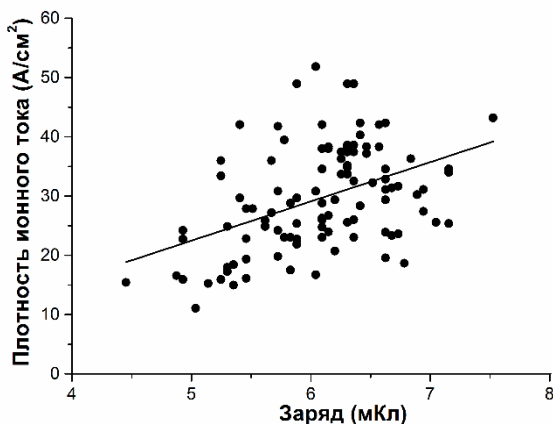
Коэффициент детерминации плотности энергии МИП в точках, удаленных на 10 см вдоль рабочей поверхности диода, превышает 0.9 [44]. Увеличение корреляции плотности энергии пучка в разных частях ионного диода также связано с перезарядкой ионов и формированием ускоренных нейтралов.

Выполненные исследования показали слабую корреляцию амплитуды импульса плотности тока МИП с выходными параметрами генератора наносекундных импульсов (см. таблицу 1 и рисунок 10).

*Таблица 1.*

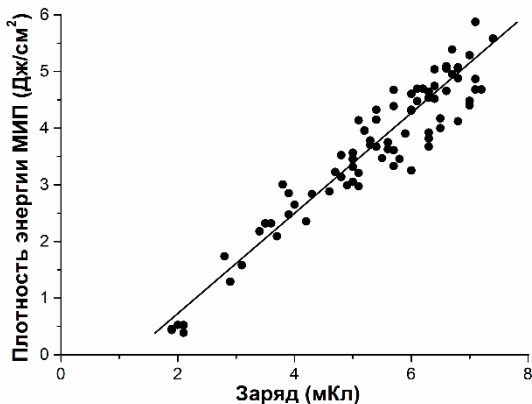
**Корреляция плотности ионного тока с параметрами генератора наносекундных импульсов**

Параметр	Коэффициент детерминации	Коэффициент Пирсона
Ускоряющее напряжение	0.10–0.22	0.33–0.47
Полный ток в диоде	0.13–0.18	0.37–0.43
Длительность первого импульса	0.08–0.12	0.30–0.36



*Рисунок 10. Зависимость амплитуды импульса плотности ионного тока от полного заряда в диоде*

На рисунке 11 показаны результаты анализа корреляции плотности энергии пучка с величиной полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации МИП (интеграл полного тока в диоде в течение второго импульса).



*Рисунок 11. Зависимость и плотности энергии в фокусе от полного заряда в диоде*

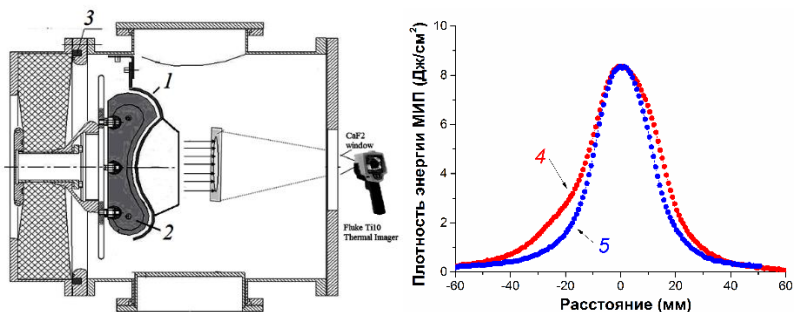
Коэффициент корреляции полной энергии пучка и плотности энергии в фокусе диода от полного заряда составляет 0.85–0.93, что позволяет контролировать режим облучения без прямого измерения параметров МИП.

### **1.7. Влияние перемещения МИП в фокусной плоскости**

Важным условием эффективной генерации МИП в диоде с пассивным анодом является формирование плазмы на рабочей поверхности анода. Кроме того, в ионном диоде с магнитной изоляцией электроны, дрейфующие в скрещенных электрическом и магнитном ( $B \perp E$ ) полях, образуют виртуальный катод. Поэтому ускорение ионов происходит в эффективном зазоре между анодной плазмой и виртуальным катодом [41], что может приводить к перемещению МИП в фокусной плоскости в серии импульсов.

#### **1.7.1. Ионный диод с магнитной самоизоляцией**

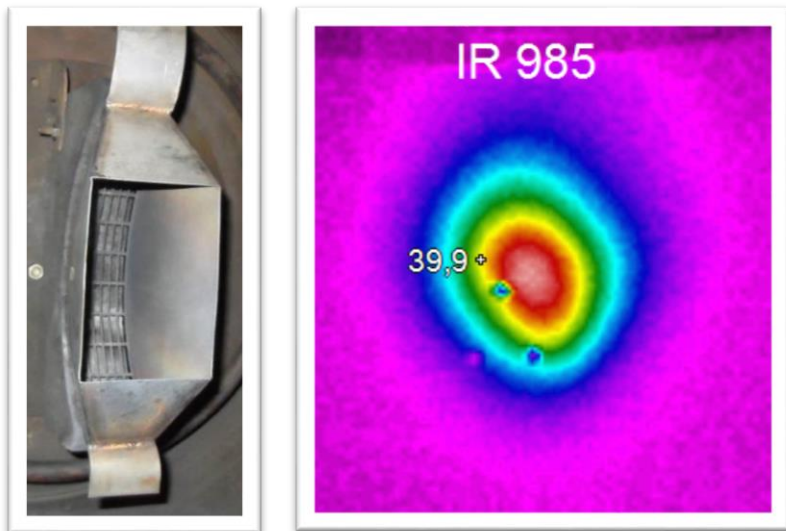
Исследование перемещения ионного пучка в фокусной плоскости было выполнено при работе с фокусирующим полосковым диодом в режиме магнитной самоизоляции на ускорителе ТЕМП-4М (двухимпульсный режим) [41]. Конструкция диода, схема измерения плотности энергии МИП и распределение плотности энергии МИП приведены на рисунке 12.



**Рисунок 12. Конструкция диодной камеры, вертикальное сечение (1 – катод, 2 – анод, 3 – пояс Роговского), распределение плотности энергии МИП в фокусной плоскости в горизонтальном (4) и вертикальном (5) сечениях**

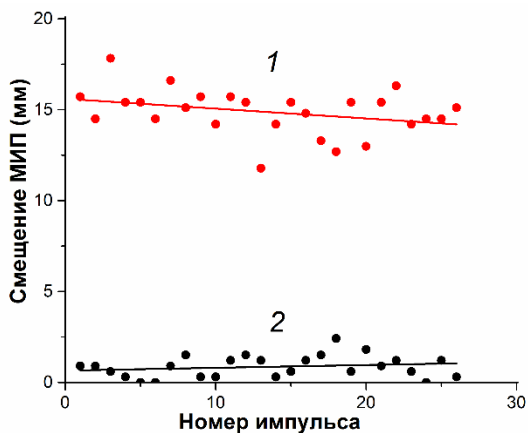
Зазор между катодом и анодом выбирали из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением двойной формирующей линии (4.9 Ом), он составлял 8–9 мм. Анод изготовлен из графита, катод – из нержавеющей стали с прорезями 2 см×0.5 см, прозрачность 70 %. Электроды фокусирующего ионного диода имеют полуцилиндрическую конфигурацию, и геометрическая фокусировка происходит только в горизонтальном сечении пучка. Для улучшения фокусировки МИП на катоде установлен сплошной экран, выполненный из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Ионный диод с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме устойчиво работал при остаточном давлении в диодной камере 0.01–0.1 Па.

Для регистрации перемещения МИП в фокусе мы использовали тепловизионную диагностику [9]. Мишень из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм располагали на расстоянии 15 см за катодом, в фокусе. Для расчета перемещения МИП в фольге сделали три отверстия диаметром 3 мм. На рисунке 13 показан внешний вид диода и термограмма ионного пучка.



**Рисунок 13. Фотография фокусирующего диода и термограмма МИП в фокусной плоскости**

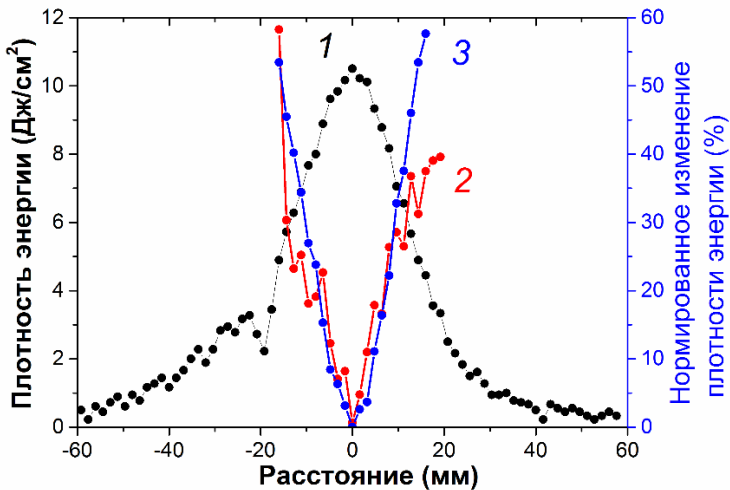
На рисунке 14 показаны результаты анализа перемещения ионного пучка в фокусной плоскости в серии импульсов. За центр МИП принимали точку с максимальной плотностью энергии.



**Рисунок 14. Изменение смещения центра пучка в серии импульсов в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлении**



Выполненные исследования показали, что перемещение центра пучка в серии импульсов составляет  $\pm 3$  мм. Такое перемещение вызывает значительного изменения плотности энергии ионного пучка на мишени. На рисунке 15 показано относительное изменение плотности энергии на мишени в серии импульсов, вызванное перемещением пучка в фокусной плоскости от импульса к импульсу.



**Рисунок 15. Распределение плотности энергии в фокусной плоскости в горизонтальном сечении (1) и относительное изменение плотности энергии на мишени за счет перемещения пучка (2) и неоднородности плотности энергии по сечению (3)**

Расчет выполнен по соотношению:

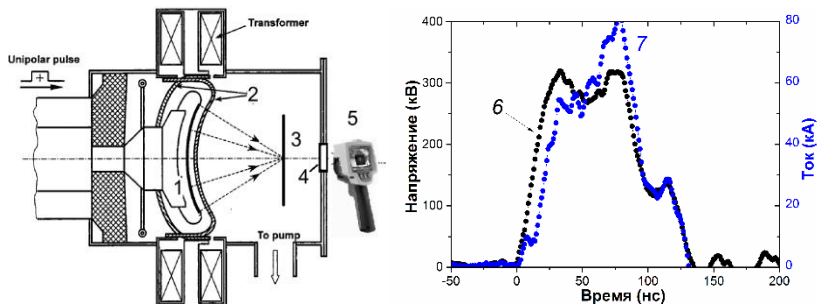
$$\frac{dJ_n}{dx} = \frac{100\Delta}{J(x)} \cdot \frac{dJ(x)}{dx}, \quad \%$$

где:  $\Delta$  – перемещение МИП в фокусе.

Расчет выполнен при  $\Delta=3$  мм. Выполненные исследования показали, что изменение плотности энергии МИП на мишени в серии импульсов, вызванное перемещением пучка в фокусной плоскости, составляет 30–40 % на площади  $4 \text{ см}^2$ .

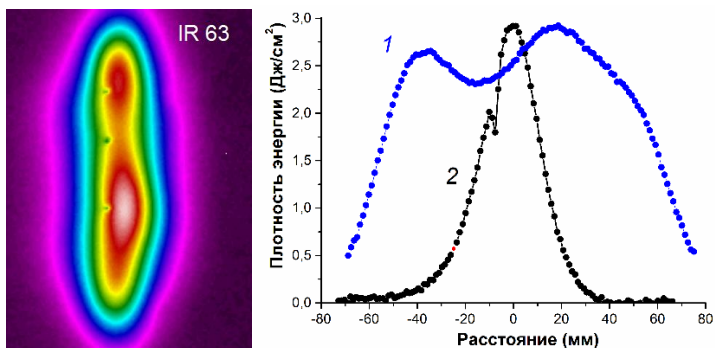
### 1.7.2. Ионный диод с внешней магнитной изоляцией

Часть экспериментов по перемещению пучка была выполнена на ускорителе ТЕМП-6 [24] при его работе в одноимпульсном режиме с фокусирующим полосковым диодом при внешней магнитной изоляции электронов. Схема измерения показана на рисунке 16.



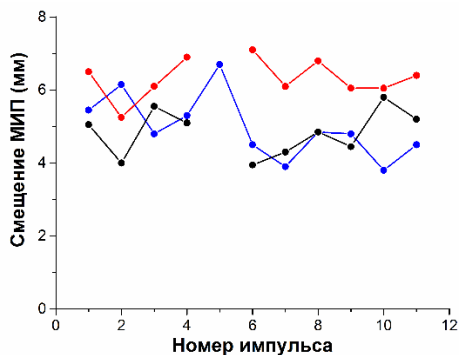
**Рисунок 16.** Схема измерения распределения плотности энергии (горизонтальное сечение): 1 – анод с диэлектрическим покрытием; 2 – катод; 3 – мишень из фольги; 4 – окно из ВаF<sub>2</sub>; 5 – тепловизионная камера. Осциллограммы ускоряющего напряжения (6) и полного тока в диоде (7)

На рисунке 17 представлены результаты тепловизионной диагностики МИП. Термограмма получена за один импульс.



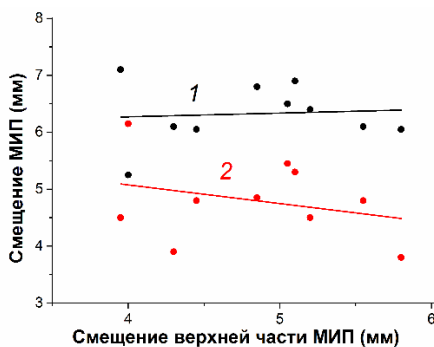
**Рисунок 17.** Термограмма МИП и распределение плотности энергии в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях при магнитной индукции в А-К зазоре 0.6 Тл

Для расчета перемещения МИП в фокусной плоскости мы сделали 3 отверстия диаметром 3 мм в мишени. Фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм располагали на расстоянии 14 см от диода, в фокусе. Смещение МИП рассчитывали, как расстояние центра пучка от центра отверстия в мишени. На рисунке 18 показаны результаты измерения перемещения МИП.



*Рисунок 18. Перемещение МИП в серии импульсов (b)*

Выполненные исследования показали, что перемещение пучка в серии импульсов не превышает  $\pm 2$  мм (стандартная девиация 0.5–0.9 мм). На рисунке 19 представлены результаты корреляционного анализа перемещения ионного пучка в разных частях поперечного сечения при синхронном измерении.

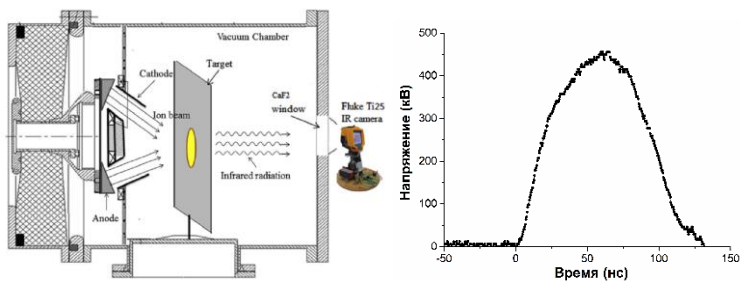


*Рисунок 19. Корреляционная зависимость перемещения центра МИП в средней (1) и нижней (2) частях поперечного сечения от перемещения центра МИП в верхней части*

Так как смещение разных частей МИП происходит несинхронно, то перемещение МИП в фокусной плоскости в серии импульсов вызвано процессами в А-К зазоре, а не в области транспортировки.

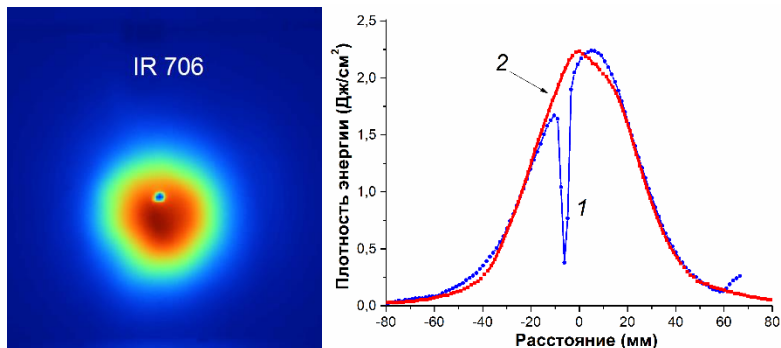
### 1.7.3. Диод с замкнутым дрейфом электронов

Исследования перемещения ионного пучка в фокусной плоскости было выполнено также при работе с фокусирующим диодом с диэлектрическим анодом, работающим с радиальным внешним магнитным полем (*barrel diode*) [29] на ускорителе ВРРАВ-450 [25]. Ионный диод содержал кольцевой анод, изготовленный из материала с высокой проводимостью (алюминий) с радиусами 95 мм и 70 мм, площадь рабочей поверхности 80 см<sup>2</sup>. Рабочая поверхность анода имеет кольцевые канавки, залитые полиэтиленом. Конструкция *barrel diode* обеспечивала замкнутый дрейф электронов в А-К зазоре в течение генерации ионного пучка. На рисунке 20 показана схема диодного узла и характерные осциллограммы.



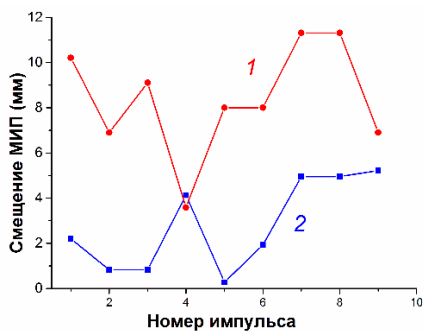
**Рисунок 20. Схема диодного узла с *barrel diode* и осциллограмма ускоряющего напряжения**

На рисунке 21 показаны результаты тепловизионной диагностики МИП.



**Рисунок 21. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в вертикальном (1) и горизонтальном направлении (2) при магнитной индукции в А-К зазоре 0.6 Тл**

Для расчета перемещения МИП в фокусной плоскости мы сделали отверстие диаметром 3 мм в мишени. Фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм располагали на расстоянии 19 см от диода, в фокусе. На рисунке 22 показаны результаты анализа перемещения ионного пучка в фокусной плоскости.



**Рисунок 22. Изменение смещения центра пучка в серии импульсов в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлении**

Выполненные исследования показали, что перемещение пучка в серии импульсов не превышает  $\pm 3$  мм (стандартная девиация составляет 2.5 мм). При контроле МИП по показаниям КЦФ с коллимирующим отверстием 1 мм такое перемещение будет вызывать значительное изменение показаний КЦФ даже при постоянной амплитуде импульса плотности ионного тока.

## **1.8. Особенности фокусировки МИП, формируемого диодом с пассивным анодом**

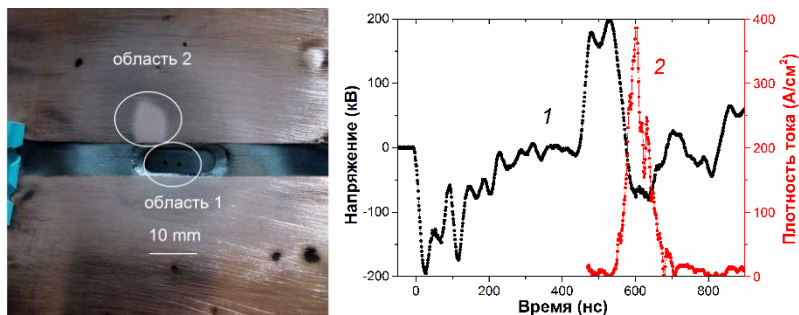
Выполненные исследования показали, что при работе ионного диода в двухимпульсном режиме область максимальной плотности энергии ионного пучка в фокусной плоскости смещена относительно области максимальной плотности ионного тока на 5–10 мм. При работе ионного диода в одноимпульсном режиме область максимальной плотности энергии ионного пучка совпадает с областью максимальной плотности ионного тока. Эффект смещения фокусного пятна с максимальной плотностью энергии обусловлен наличием в составе ионного пучка большого количества ускоренных нейтральных атомов, формируемых в результате процесса перезарядки ионов в анод-катодном зазоре ионного диода при работе в двухимпульсном режиме.

Исследования выполнены на ионном ускорителе ТЕМП-6 [57], который состоит из емкостного накопителя – генератора импульсных напряжений, генератора наносекундных импульсов (двойной формирующей линии с водяным диэлектриком) и вакуумного диода с магнитной изоляцией электронов. Выполнены исследования двух типов фокусирующих диодов с пассивным анодом – с внешней магнитной изоляцией (одноимпульсный режим) и самоизоляции электронов (двухимпульсный режим). В исследуемых диодах для формирования анодной плазмы используются разные процессы – пробой по поверхности диэлектрического покрытия на аноде (одноимпульсный режим, 250–300 кВ, 80 нс) и взрывная эмиссия электронов (двухимпульсный режим, первый импульс, плазмообразующий – отрицательной полярности, 100–150 кВ, 450 нс, второй импульс, генерирующий – положительной полярности, 200–250 кВ, 120 нс). Плотность энергии ионного пучка составляла 2–10 Дж/см<sup>2</sup> для разных диодов.

Напряжение на выходе ДФЛ измеряли делителем напряжения, установленным в переходной камере. Ток на выходе ДФЛ измеряли поясом Роговского с обратным витком. Электрические сигналы с датчиков регистрировали осциллографом Tektronix 2024C (200 МГц, 5·10<sup>9</sup> отсч./с). Диагностику параметров МИП проводили с использованием коллимированного цилиндра Фарадея (КЦФ) и тепловизионной диагностики [9], с использованием тепловизора Fluke Ti400. Задержка между генерацией МИП и регистрацией термограммы не превышала 0.1 с.

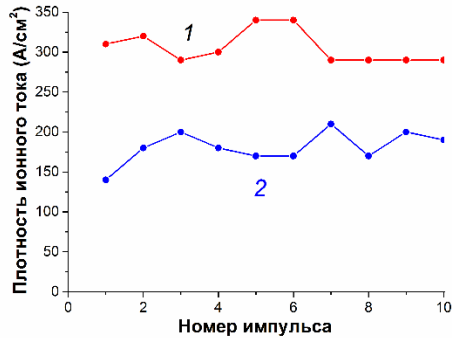
### 1.8.1. Ионный диод с магнитной самоизоляцией электронов

Основная часть исследований выполнена на фокусирующем полосковом диоде размером 22 см×4.5 см, фокусное расстояние 14 см (см. рис. 12). На рисунке 23 показана фотография КЦФ и характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока в фокусе диода.



**Рисунок 23. Фотография КЦФ с двумя медными пластинами на передней стороне, осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2)**

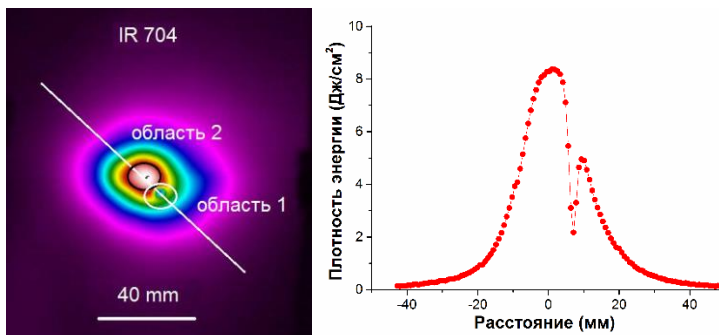
Измерения плотности ионного тока в фокусной плоскости диода были выполнены с помощью КЦФ с магнитной отсечкой электронов ( $B=0.4$  Тл) с двумя коллимирующими отверстиями диаметром 1 мм, которые располагались горизонтально. Выполненные исследования показали, что для ионного диода с магнитной самоизоляцией при работе в двухимпульсном режиме характерно наличие двух областей в фокусной плоскости. В области 1 (см. рис. 23) плотность ионного тока максимальна и составляла в этой серии экспериментов  $307 \text{ А/см}^2 \pm 7 \%$ , см. рисунок 24.



**Рисунок 24. Изменение в серии последовательных импульсов амплитуды импульса плотности ионного тока, измеренной в области 1 (1) и области 2 (2)**

В области 2 плотность энергии МИП была максимальна, что подтверждается тепловизионной диагностикой и максимальной эрозией медной пластины, установленной на передней стороне КЦФ (см. рис. 23). Но плотность ионного тока в области 2 была в 1.7 раз меньше и составляла  $180 \text{ A/cm}^2 \pm 11\%$  (см. рис. 24). Режим работы ионного диода при измерении плотности ионного тока в областях 1 и 2 не меняли.

Дополнительно к измерениям плотности ионного тока мы измерили распределение плотности энергии МИП в фокусной плоскости диода. На рисунке 25 приведены данные тепловизионной диагностики, термограмма получена за один импульс.

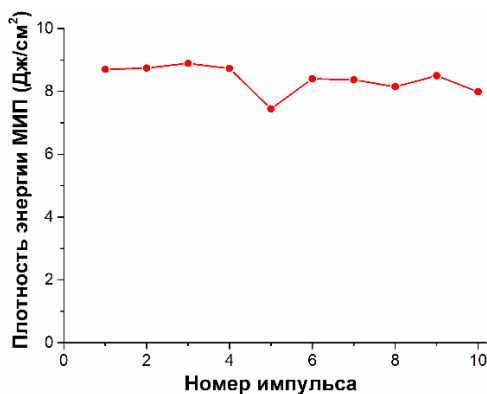


**Рисунок 25. Термограмма МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией, и распределение плотности энергии (по линии)**



Для удобства анализа на рисунке 25 приведено зеркальное изображение термограммы, регистрируемой тепловизором. В этом случае положение областей 1 и 2 на рисунках 23 и 25 соответствуют друг другу. Для анализа перемещения МИП в серии импульсов и фокусировки тепловизора мы сделали в мишени отверстие диаметром 3 мм, положение которого на рисунке 25 соответствует области максимальной плотности ионного тока (область 1).

На рисунке 26 показаны результаты анализа стабильности генерации МИП в серии импульсов.



**Рисунок 26. Изменение в серии импульсов максимальной плотности энергии МИП в фокусной плоскости**

Плотность энергии МИП в серии 10 последовательных импульсов составила  $8.4 \text{ Дж/см}^2 \pm 5\%$ . Перемещение центра ионного пучка в фокусной плоскости (точки с максимальной плотностью энергии) не превышало  $\pm 2 \text{ мм}$  (стандартная девиация  $1.3 \text{ мм}$  в вертикальном направлении и  $0.6 \text{ мм}$  в горизонтальном), см. рисунок 14. Это перемещение было значительно меньше смещения области максимальной плотности энергии МИП относительно области максимальной плотности ионного тока ( $5\text{--}10 \text{ мм}$ , см. рисунки 23 и 25) при ширине ионного пучка  $35 \text{ мм}$  на полувысоте от максимальной плотности энергии.

### **1.8.2. Ионный диод с внешней магнитной изоляцией**

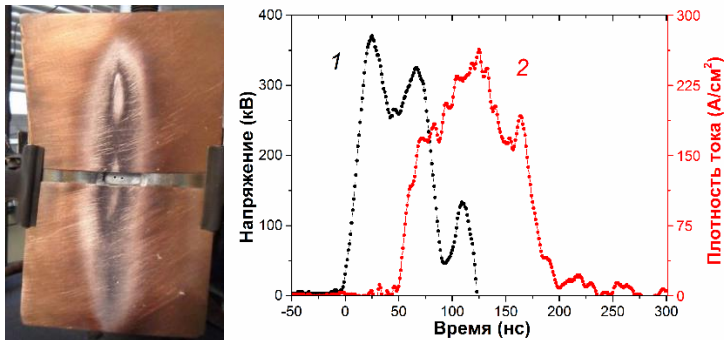
Часть экспериментов была выполнена при работе ускорителя ТЕМП-6 в одноимпульсном режиме с фокусирующим полосковым диодом с внешней магнитной изоляцией электронов [57]. Фотография диода и характерные осциллограммы приведены на рисунке 27.



***Рисунок 27. Фотография фокусирующего полоскового диода с внешней магнитной изоляцией***

Анод и катод диода имеют полуцилиндрическую форму для фокусировки МИП. Радиус анода и катода составлял 15 и 14 см соответственно, рабочая часть катода имела прорези  $0.5 \times 5$  см, прозрачность 65 %. Перфорированное полиэтиленовое покрытие (отверстия диаметром 1 мм) размером  $22 \times 10$  см<sup>2</sup> и толщиной 3 мм закрепляли на рабочей поверхности анода. Для повышения стабильности генерации и транспортировки МИП была использована специальная конструкция катода. Он был разделен на две части, расположенные с передней (рабочей) и задней сторон анода. Формирование магнитного поля происходило при протекании тока (100 кА, 40 мкс) от внешнего источника по заднему электроду катода. Это магнитное поле распространялось в рабочий А-К зазор, обеспечивая индукцию 0.4–0.8 Тл. За счет скин-эффекта в катоде магнитное поле не проникало в область транспортировки МИП, обеспечивая бесиловой дрейф и эффективную фокусировку ионов. Расходимость пучка составила  $5.5^\circ$ .

Измерение плотности ионного тока выполнено с помощью КЦФ на расстоянии 14 см от диода, в фокусной плоскости. На рисунке 28 показана фотография КЦФ и характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока.



**Рисунок 28. Фотография КЦФ с двумя медными пластинами на передней стороне, осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2)**

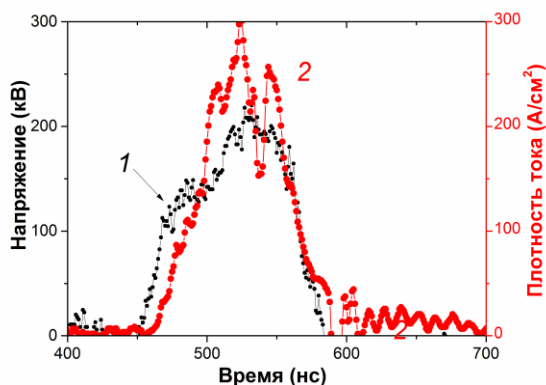
На рисунке 17 показаны результаты тепловизионной диагностики МИП, термограмма получена за один импульс. Выполненные исследования показали, что для ионного диода с внешней магнитной изоляцией при работе в одноимпульсном режиме область максимальной плотности ионного тока совпадает с областью максимальной плотности энергии МИП.

### 1.8.3. Обсуждение результатов

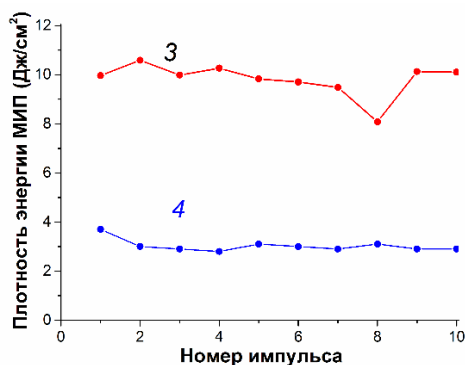
Характерной особенностью процесса генерации импульсных ионных пучков в диодах с пассивным анодом является перезарядка ускоренных ионов в процессе взаимодействия с молекулами остаточного газа в анод-катодном зазоре [35]. Перезарядка ионов – элементарный процесс взаимодействия положительного иона с нейтральным атомом (молекулой) газа, при котором один из электронов нейтральной частицы переходит к иону. Наличие длительной паузы между моментом десорбции молекул с поверхности анода и моментом генерации ионов в двухимпульсном режиме увеличивает толщину слоя десорбированных молекул. Это значительно увеличивает число актов перезарядки одного иона в процессе его ускорения в А-К зазоре [47]. В этом случае ионный диод с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме формирует комбинированный пучок, состоящий из ускоренных ионов и ускоренных нейтральных атомов, образованных в результате перезарядки ускоренных ионов.

Полученные экспериментальные данные позволяют оценить долю ускоренных нейтралов в МИП. Если не учитывать изменение формы

импульса плотности ионного тока при транспортировке (т. к. амплитуда импульса ускоряющего напряжения изменяется незначительно в течение генерации МИП), то для расчета плотности энергии в программе Origin перемещаем осциллограмму плотности тока (кривая 2 на рисунке 23) на величину, равную среднему времени движения ускоренных ионов от диода до КЦФ. Результаты расчета плотности энергии МИП по величине плотности ионного тока и ускоряющего напряжения, а также данные тепловизионной диагностики ионного пучка, формируемого диодом в двухимпульсном режиме, показаны на рисунках 29 и 30.



**Рисунок 29. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и скорректированной плотности ионного тока (2)**



**Рисунок 30. Изменение в серии импульсов плотности энергии МИП, измеренной с помощью тепловизионной диагностики (3) и рассчитанной по плотности ионного тока (4)**

В этой серии экспериментов плотность энергии МИП, рассчитанная по величине плотности ионного тока и ускоряющего напряжения, составила  $3 \text{ Дж/см}^2 \pm 8 \%$ , в то время как по показаниям тепловизионной диагностики плотность энергии составила  $9.8 \text{ Дж/см}^2 \pm 7 \%$ , см. рисунок 29. Расхождение данных плотности энергии, полученных двумя разными методами, объясняется присутствием ускоренных нейтралов в составе МИП, формируемого ионным диодом в двухимпульсном режиме. Они не регистрируются цилиндром Фарадея, но дают вклад в нагрев мишени.

Для ионного диода с внешней магнитной изоляцией, который работает в одноимпульсном режиме, плотность энергии МИП, рассчитанная по величине плотности ионного тока и ускоряющего напряжения, составила  $3.4 \text{ Дж/см}^2$ , что незначительно превышало данные тепловизионной диагностики, см. рисунок 17.

Исследования генерации ускоренных нейтралов было выполнено также на ускорителе ВРРАВ-450 на диоде с пассивным анодом в режиме внешней магнитной изоляции и замкнутого дрейфа электронов в А-К зазоре (barrel diode) [53]. В исследуемом диоде для формирования анодной плазмы используется пробой по поверхности диэлектрического покрытия на аноде (одноимпульсный режим). Выполненные исследования показали, что в barrel diode плотность энергии и полная энергия МИП, рассчитанные при условии ограничения плотности ионного тока объемным зарядом, совпадают (в пределах точности измерения) с данными, полученными по тепловизионной методике [36]. Поэтому в исследуемом диоде также формируется незначительное количество ускоренных нейтралов.

В работе Н.А. Davis *et al.* [29] приведены результаты исследования параметров МИП, формируемого диодом с внешней магнитной изоляцией (400 кВ, 30 кА, 0.5 мкс). Исследования были проведены на диоде с пассивным анодом в одноимпульсном режиме. Плотность энергии ионного пучка на мишени измеряли с помощью тепловизора. Для того, чтобы оценить корректность показаний тепловизора, значения плотности энергии, полученные по тепловизионной методике, были сопоставлены с показаниями цилиндра Фарадея. Плотность энергии по показаниям КЦФ были рассчитана путем интегрирования произведения плотности ионного тока на ускоряющее напряжение. При плотности энергии МИП до  $5 \text{ Дж/см}^2$  значения двух независимых методик совпадали в пределах точности измерений, что также указывает на незначительное количество ускоренных нейтралов.

Выполненный анализ экспериментальных данных показывает, что обнаруженный эффект смещения области максимальной плотности энергии ионного пучка в фокусной плоскости относительно области

максимальной плотности ионного тока может быть связан с различными условиями транспортировки ионов пучка и ускоренных нейтралов. Вероятность перезарядки ионов в А-К зазоре значительно снижается при энергии иона более 10 кэВ [35], поэтому этот процесс происходит в тонком слое около поверхности анода. Искажения электрического поля вблизи выходных окон катода, провисание силовых линий магнитного поля в выходные катодные щели, искажение поверхности виртуального катода и другие процессы не влияют на транспортировку ускоренных нейтральных атомов. При работе ионного диода в двухимпульсном режиме ускоренные нейтралы составляют значительную часть МИП и из-за различия в условиях транспортировки и фокусировки ионы, и нейтралы могут фокусироваться в разных областях фокусной плоскости.

При амплитуде импульса плотности ионного тока  $200\text{--}300\text{ А/см}^2$  и длительности  $100\text{--}150\text{ нс}$  плотность заряда за 1 импульс составляет  $15\text{--}20\text{ мкКл/см}^2$ . Это соответствует флюенсу ионов за один импульс  $(0.9\text{--}1.3)\cdot 10^{14}\text{ см}^{-2}$ . Пробег ионов с энергией  $200\text{--}300\text{ кэВ}$  в металлах составляет  $1\text{--}2\text{ мкм}$  и их концентрация в приповерхностном слое не превышает  $10^{18}\text{ см}^{-3}$  (концентрация атомов железа  $1.8\cdot 10^{23}\text{ см}^{-3}$ ). При этом плотность энергии МИП составляет  $2\text{--}10\text{ Дж/см}^2$  и поэтому основным фактором, определяющим изменение свойств изделия, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Поэтому обнаруженный эффект смещения области максимальной плотности энергии ионного пучка в фокусной плоскости относительно области максимальной плотности ионного тока не оказывает сильное влияние на погрешность расположения образцов при модификации мощным ионным пучком (при определении центра МИП с помощью тепловизионной диагностики или по отпечатку на мишени). Но обнаруженный эффект дополнительно подтверждает, что контроль воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаватной мощности по плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, чем измерение плотности ионного тока [18].

## ГЛАВА 2.

### ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА МИП

При амплитуде импульса плотности ионного тока 200–300 А/см<sup>2</sup> и длительности 100–150 нс плотность заряда за 1 импульс составляет 15–20 мкКл/см<sup>2</sup>. Это соответствует флюенсу ионов за один импульс  $(0.9–1.3) \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Пробег ионов с энергией 200–300 кэВ в металлах не превышает 1 мкм и их концентрация в приповерхностном слое менее  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> (концентрация атомов железа  $1.8 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>). При этом плотность энергии МИП составляет 5–10 Дж/см<sup>2</sup> и поэтому основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при воздействии ионного пучка гигаватной мощности, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов [17]. Следовательно для оптимизации режима обработки изделий таким пучком важен прежде всего контроль плотности энергии МИП.

Для измерения полной энергии пучков заряженных частиц и распределения плотности энергии в поперечном сечении применяют calorиметрические методы. Впервые calorиметрический метод для измерения параметров МИП был использован в 1976 году английскими учеными *C.E. Christodoulides* и *J.H. Freeman* [28]. На рисунке 31 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого ускорителем ТЕМП-2 [29], измеренное секционированным calorиметром.

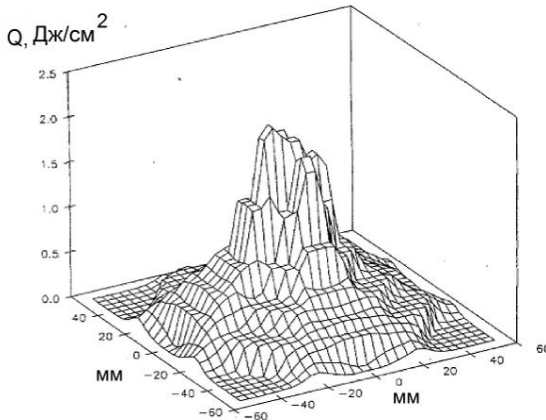


Рисунок 31. Двухмерное распределение энергии МИП в фокусе диода

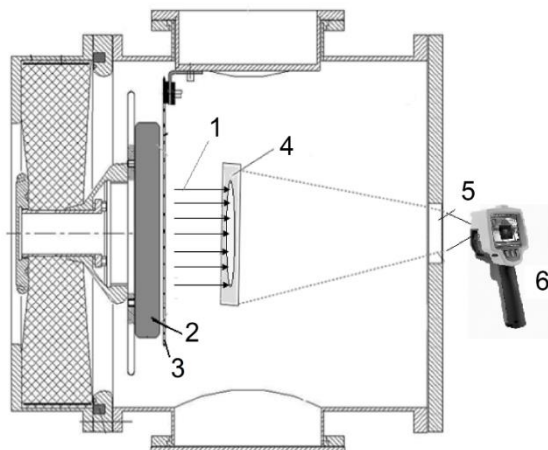
Измерение выполнено калориметром, содержащим 62 отдельных медных цилиндрических датчика диаметром 8 мм с терморезисторами. После облучения ионным пучком сопротивление терморезисторов последовательно измеряли и регистрировали. Для обеспечения пространственного разрешения 1–2 мм при площади МИП более 20 см<sup>2</sup> требуется сложная конструкция калориметра и процесс измерения занимает много времени. Этот метод не позволяет оперативно контролировать режим обработки деталей.

Тепловизионная диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаватной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять полную энергию МИП и распределение плотности энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение составляет 1–2 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии выше 0.02 Дж/см<sup>2</sup>. Использовать тепловизор для измерения распределения плотности энергии импульсного ионного пучка впервые предложили в 1997 году *Davis, Bartsch, Olson, Rej, and Waganaar* [29]. Они исследовали МИП с плотностью энергии более 5 Дж/см<sup>2</sup> и основное внимание уделили учету влияния процесса абляции материала мишени на результаты тепловизионных измерений. Для корректного использования тепловизионной методики при контроле параметров МИП, формируемого диодом в двухимпульсном режиме, необходимо учесть вклад электронов, плазмы и др. в нагрев мишени.

## **2.1. Методика измерения плотности энергии МИП**

Диагностику параметров МИП проводили по тепловому отпечатку на мишени с использованием тепловизора Fluke Ti10 или Fluke Ti400 (спектральный диапазон 7–14 мкм). Схема регистрации приведена на рисунке 32.

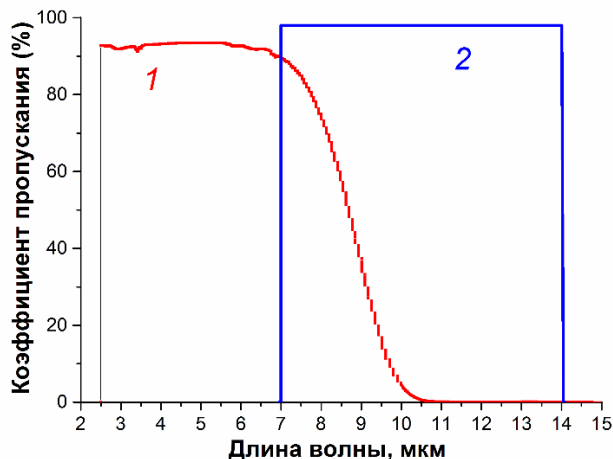




**Рисунок 32. Схема измерения распределения плотности энергии МИП: 1 – ионный пучок; 2 – анод; 3 – катод; 4 – мишень; 5 – оптическое окно; 6 – тепловизор**

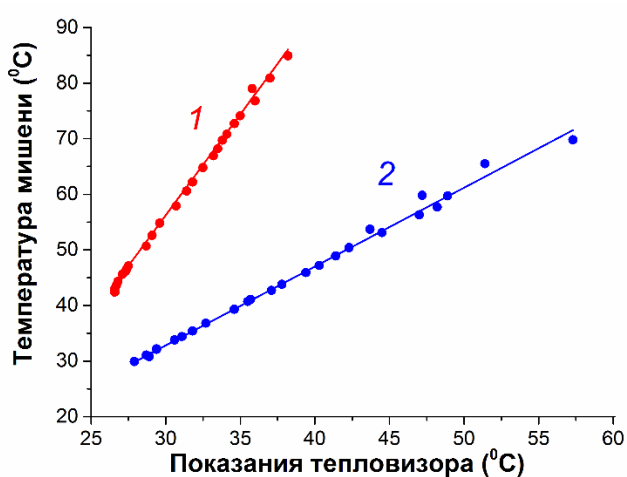
В качестве мишени мы использовали фольгу толщиной 100 мкм из нержавеющей стали. Из широко распространенных конструкционных материалов нержавеющая сталь имеет более низкую теплоемкость и теплопроводность, что важно для тепловизионной диагностики. Для увеличения коэффициента излучения мишени задняя (от ионного пучка) сторона покрывалась черной матовой краской ( $\varepsilon = 0.95$ ). Ресурс такой мишени составляет  $10^3$ – $10^3$  импульсов МИП. Тепловой отпечаток пучка регистрировали через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры. В качестве окна использовали плоскопараллельную пластину из фторида кальция ( $CaF_2$ ),  $ZnSe$  или  $BaF_2$ .

Фторид кальция и другие используемые оптические материалы имеют неполное пропускание в рабочем спектральном диапазоне спектрометра (7–14 мкм), см. рисунок 33.



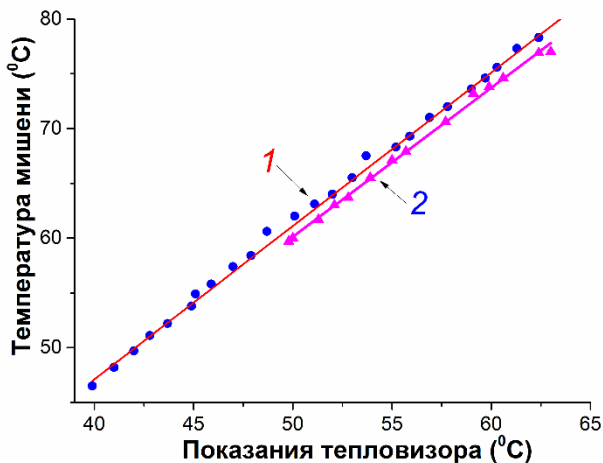
**Рисунок 33. Спектр пропускания выводного окна из фторида кальция (1) и рабочий спектральный диапазон тепловизора (2)**

Поэтому показания тепловизора, регистрирующего проходящий через оптическое окно тепловой поток, отличаются от действительных значений температуры мишени. Перед исследованиями была выполнена калибровка диагностического оборудования. В ванночку из нержавеющей стали, внешняя сторона которой была покрыта черной матовой краской, наливали горячую воду. Ванночку устанавливали в диодную камеру на место мишени. Температуру воды измеряли тепловизором (через окно) и термопарой, помещенной в ванночку. Показания термопары также сверяли с показаниями ртутного термометра. На рисунке 34 приведены результаты калибровки. Градуировочную кривую аппроксимировали линейной функцией, коэффициенты рассчитали методом наименьших квадратов в программе Qrigin 8.1, погрешность аппроксимации не превышала 5 %. Эту линейную функцию использовали в дальнейшем для расчета плотности энергии МИП.



**Рисунок 34.** Градуировочный график для окна из CaF<sub>2</sub> (1) и BaF<sub>2</sub> (2)

Выполненные исследования показали, что коэффициент ослабления теплового излучения окна из BaF<sub>2</sub> меняется незначительно при длительном использовании для регистрации теплового отпечатка МИП, см. рисунок 35.



**Рисунок 35.** Градуировочные графики для окна из BaF<sub>2</sub> в начале экспериментов (1) и через месяц (2)

Количество энергии  $E$ , выделяемое в мишени при облучении, равно:

$$E = c_v \cdot m \cdot \Delta T = c_v \cdot d \cdot \rho \cdot S \cdot \Delta T(x, y), \text{ Дж}$$

где:  $c_v$  – удельная теплоемкость,  
 $S$  – площадь мишени,  
 $d$  – толщина мишени,  
 $\rho$  – плотность материала мишени,  
 $\Delta T$  – нагрев мишени.

Тогда плотность энергии МИП  $J(x, y)$  равна:

$$J(x, y) = \frac{Q}{S} = c_v \cdot d \cdot \rho \cdot \Delta T(x, y), \text{ Дж / см}^2$$

При минимальной температурной чувствительности тепловизора Fluke Ti10, равной  $0.2^\circ\text{C}$ , минимальная плотность энергии для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм составляет 0.03 Дж/см<sup>2</sup> для CaF<sub>2</sub> окна и 0.01 Дж/см<sup>2</sup> для BaF<sub>2</sub>.

## 2.2. Исследование охлаждения мишени

При работе ускорителя ТЕМП-4М формируется тормозное рентгеновское излучение, мощность поглощенной дозы которого превышает допустимую норму для обслуживающего персонала. За один импульс поглощенная доза на расстоянии 20 см от выходного фланца ускорителя ТЕМП-4М превышает 0.5 мкЗв при дневной норме для оператора не более 6 мкЗв. Поэтому в момент облучения оператор находится в пультовой и между временем генерации МИП и временем измерения теплового поля на мишени существует задержка 2–3 сек. При дистанционном управлении тепловизором и его расположении около диодной камеры ускорителя часто наблюдается нарушение режима его работы и большая погрешность измерения из-за электромагнитных помех во время генерации МИП. В этом разделе выполнен анализ погрешности измерения плотности энергии МИП из-за задержки измерения термограммы после облучения мишени.

### 2.2.1. Охлаждение за счет теплового излучения

Для расчета охлаждения мишени за счет теплового излучения по экспериментальным значениям температуры мишени рассчитаем мощность теплового излучения. При охлаждении мишени необходимо учитывать тепловой поток с лицевой и тыльной сторон мишени, а также

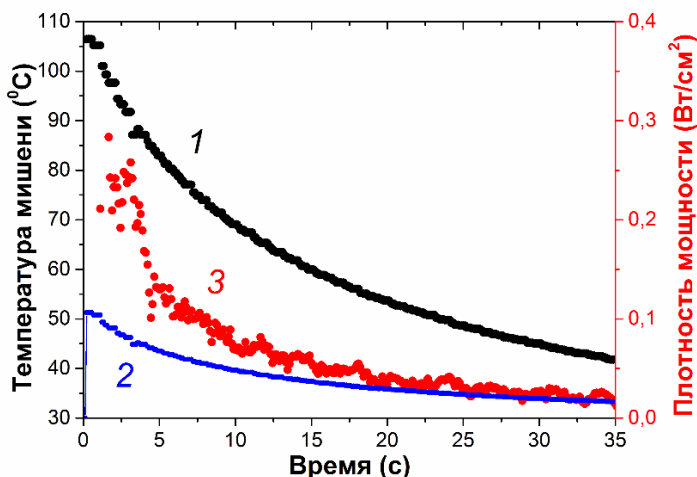
тепловой поток с камеры на обе стороны мишени. Тогда плотность мощности теплового излучения мишени по закону Стефана-Больцмана равна:

$$w_{\text{calc}}(x,y,t) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot \sigma \cdot [T^4(x,y,t) - T_0^4], \quad \text{Вт/см}^2 \quad (2.1)$$

где:  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – степень черноты лицевой и тыльной сторон мишени,  
 $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);  $T(x,y,t)$  – температура мишени в момент времени  $t$ ,

$T_0$  – температура камеры.

Результаты расчетов по соотношению (2.1) представлены на рисунке 36.



**Рисунок 36. Уменьшение (при охлаждении) температуры мишени в точке максимального нагрева (1), расчетной плотности мощности теплового излучения (2) и экспериментальных значений плотности мощности потерь энергии в мишени в этой точке (3)**

Степень черноты лицевой стороны мишени в расчетах принимали равной 0.5 (неполированная сталь), тыльной стороны мишени – 0.95, так как она была покрыта тонким слоем черной матовой краски.

После нагрева мощным ионным пучком лицевой стороны мишени мы измеряем тепловизором температуру ее тыльной поверхности. Для мишени из нержавеющей стали толщиной 100 мкм время прогрева по всей толщине не превышает 1 мс [11], см. раздел 2.5.

Плотность тепловой энергии в мишени равна:

$$J_{\text{exp}}(x, y, t) = c_v \cdot d \cdot \rho \cdot \Delta T(x, y, t), \quad \text{Дж} / \text{см}^2 \quad (2.2)$$

где:  $c_v$  и  $\rho$  – удельная теплоемкость и плотность материала мишени соответственно,

$d$  – толщина мишени,

$\Delta T(x, y, t)$  – нагрев мишени.

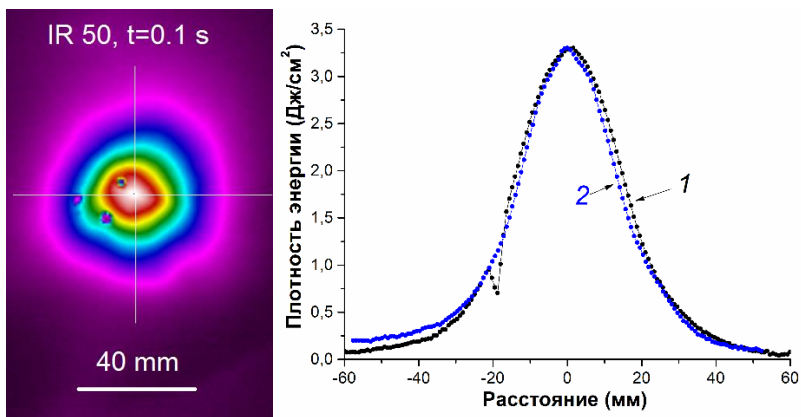
Экспериментальные значения плотности мощности потерь энергии в мишени рассчитывали дифференцированием изменения плотности тепловой энергии в мишени при охлаждении:

$$w_{\text{exp}}(x, y, t) = \left| \frac{dJ_{\text{exp}}(x, y, t)}{dt} \right| = c_v \cdot d \cdot \rho \left| \frac{d\Delta T(x, y, t)}{dt} \right|, \quad \text{Вт} / \text{см}^2 \quad (2.3)$$

Результаты расчетов по соотношению (2.3) показаны на рисунке 36. Выполненный анализ показал, что после воздействия МИП в начальный период охлаждения мишени ( $0 < t < 20$  с) экспериментальные значения плотности мощности потерь энергии в нагретой области мишени больше плотности мощности теплового излучения с мишени в этой области. Поэтому охлаждение нагретой области мишени происходит не только за счет теплового излучения. В дальнейшем ( $t > 20$  с) экспериментальные и расчетные значения плотности мощности совпадают.

### 2.2.2. Учет отвода энергии за счет теплопроводности

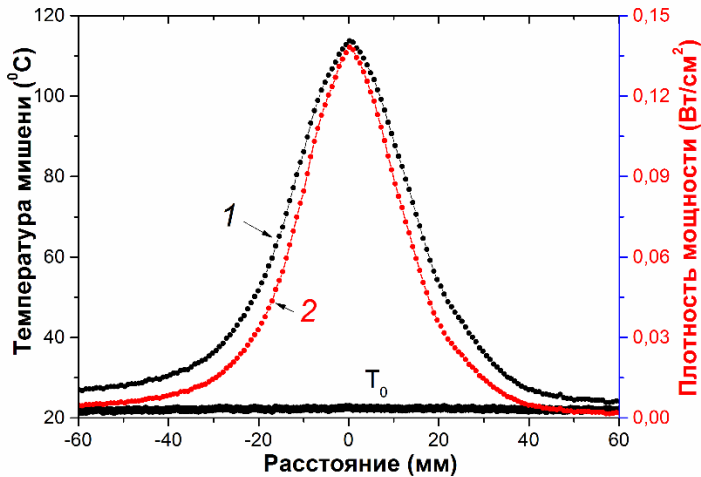
Обнаруженное превышение экспериментальных значений плотности мощности потерь энергии в нагретой области мишени над расчетными значениями может быть обусловлено отводом энергии из нагретой области за счет теплопроводности мишени. Выполненные исследования показали, что распределение плотности энергии МИП имеет осевую симметрию относительно центра ионного пучка, см. рисунок 37.



**Рисунок 37. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в горизонтальном (1) и вертикальном (2) направлениях**

Градиент температуры мишени по окружности (с центром на оси МИП) мал и теплопереносом в этом направлении можно пренебречь. В этом случае двухмерную задачу учета вклада теплопроводности мишени в охлаждение ее нагретой области можно перевести в одномерную с учетом переноса тепловой энергии за счет теплопроводности только в радиальном направлении.

Рассмотрим суммарное тепловое излучение с узкой вертикальной полоски мишени, длина которой равна 12 см, а ширина – пространственной разрешающей способности тепловизионной диагностики (2 мм). Расчет мощности теплового излучения со всей полоски мишени позволяет учесть диффузию тепловой энергии с более нагретой части мишени. Размер мишени в вертикальном направлении был больше, чем в горизонтальном, поэтому анализ баланса энергии в вертикальной полоске позволяет более полно учесть перенос тепловой энергии за счет теплопроводности. На рисунке 38 показано распределение (в вертикальном направлении) температуры мишени и плотности мощности теплового излучения (с лицевой и тыльной сторон), которая соответствует разности между излучением и поглощением.



**Рисунок 38. Распределение температуры мишени в вертикальном направлении (1) и плотности мощности теплового потока с мишени (2) через 0.1 с после облучения**

Расчет плотности мощности теплового излучения выполнен по соотношению (2.1). Полную мощность теплового излучения с вертикальной полоски мишени размером  $0.2 \times 12 \text{ см}^2$  рассчитывали по формуле:

$$W_{\text{calc}}(t) = 0.2 \int_{-6}^6 w_{\text{calc}}(y, t) dy = 0.2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot \sigma \int_{-6}^6 [T^4(y, t) - T_0^4] dy \quad (2.4)$$

где:  $w_{\text{calc}}(y, t)$  – плотность мощности теплового излучения с обеих сторон мишени в момент времени  $t$ .

Тепловую энергию в объеме вертикальной полоски мишени размером  $0.2 \times 12 \text{ см}^2$  рассчитывали по формуле:

$$E_{\text{exp}}(t) = 0.2 \int_{-6}^6 J_{\text{exp}}(y, t) dy ;$$

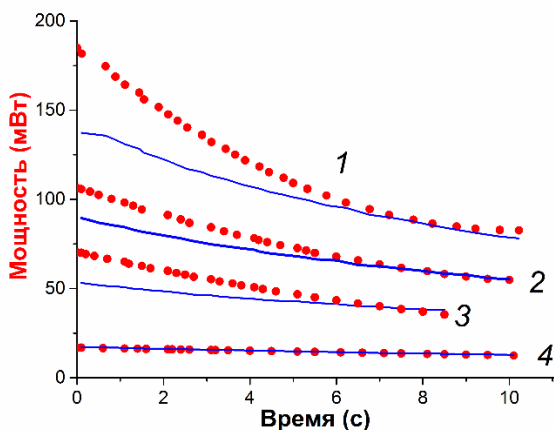
где:  $J_{\text{exp}}(y, t)$  – распределение плотности тепловой энергии в мишени в вертикальном направлении в момент времени  $t$  (расчет по соотношению 2.2).



Экспериментальные значения мощности потерь энергии в полоске мишени рассчитывали дифференцированием изменения энергии в ее объеме при охлаждении:

$$W_{\text{exp}}(t) = \left| \frac{dE_{\text{exp}}(t)}{dt} \right|; \quad \text{Вт} \quad (2.5)$$

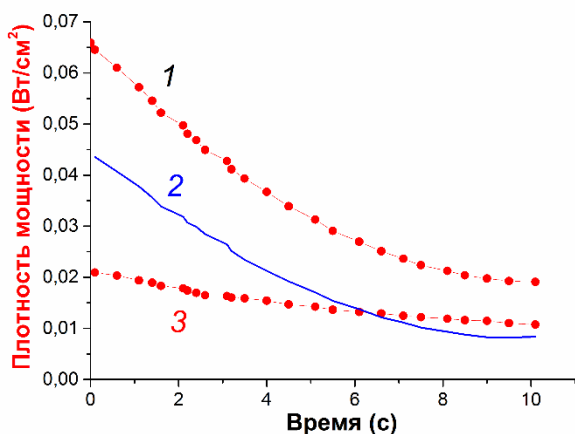
Результаты расчетов по соотношениям (2.4) и (2.5) представлены на рисунке 39. Погрешность экспериментальных значений мощности потерь энергии в полоске мишени составляла 5 %.



**Рисунок 39.** Изменение (при охлаждении) мощности потерь энергии (точки) и мощности теплового излучения (линии) полоски мишени при начальной температуре мишени 143°C (1), 118°C (2), 94°C (3) и 48°C (4)

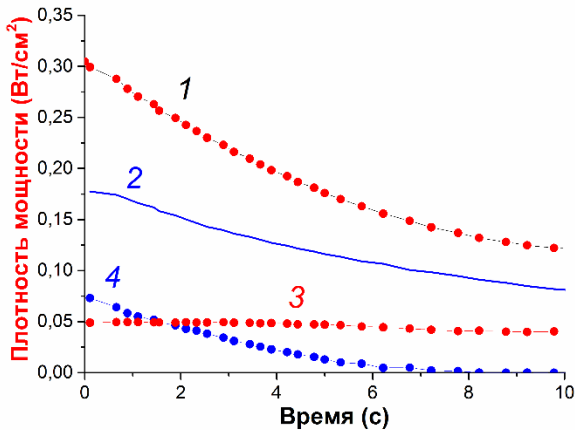
Выполненные исследования показали, что после воздействия МИП с плотностью энергии более 1 Дж/см<sup>2</sup> (T<sub>max</sub> = 60°C) в начальный период охлаждения мишени (0 < t < 8 с) мощность теплового излучения полоски мишени (с учетом диффузии тепловой энергии за счет теплопроводности) меньше экспериментальных значений мощности потерь энергии в объеме этой полоски мишени. Это может происходить только при дополнительном потреблении энергии в объеме мишени. В дальнейшем (t > 8 с) потери энергии в нагретой части мишени совпадают с расчетными значениями, учитывающими отвод тепла за счет теплового излучения и теплопроводности материала мишени.

Выполненные исследования показали, что при низкой плотности энергии МИП, не превышающей  $1 \text{ Дж/см}^2$ , охлаждение нагретой области мишени обеспечивается только тепловым излучением и теплопроводностью материала мишени. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить вклад каждого процесса в охлаждение мишени в этом режиме. Результаты расчетов при начальной температуре мишени  $47^\circ\text{C}$  показаны на рисунке 40. Плотность мощности отвода тепла за счет теплопроводности рассчитывали, как разность экспериментальных значений плотности мощности потерь энергии в мишени и расчетной плотности мощности теплового излучения (по соотношению 2.1).



**Рисунок 40.** Экспериментальные значения плотности мощности потерь энергии в мишени в точке максимального нагрева (1), расчетная плотность мощности теплового излучения в этой точке (2) и плотность мощности отвода тепла за счет теплопроводности (3)

При увеличении плотности энергии МИП в охлаждение мишени дает вклад дополнительный процесс потребления энергии. По данным, представленным на Рисунок 39, можно рассчитать вклад этого дополнительного процесса и затем аналогично расчетам, представленным на рисунке 40, определить раздельный вклад теплового излучения и теплопроводности в охлаждение мишени. Результаты расчетов при начальной температуре мишени  $143^\circ\text{C}$  представлены на рисунке 41.



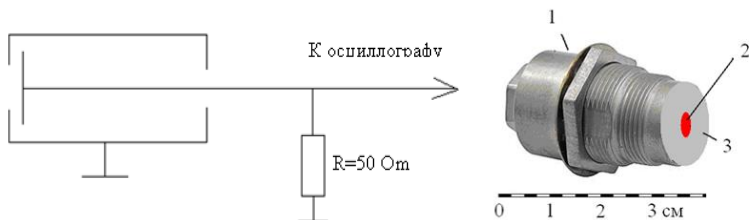
**Рисунок 41.** Экспериментальные значения плотности мощности потерь энергии в мишени в точке максимального нагрева (1), расчетная плотность мощности теплового излучения в этой точке (2), плотность мощности отвода тепла за счет теплопроводности (3) и плотность мощности отвода тепла дополнительным процессом потребления энергии (4)

При низкой плотности энергии МИП, не превышающей  $1 \text{ Дж/см}^2$ , за первые 3 секунды 65 % энергии с мишени уносится тепловым излучением, а 35 % – за счет теплопроводности мишени (см. рис. 40). При плотности энергии МИП более  $4 \text{ Дж/см}^2$  ( $T_{\max} > 120^\circ\text{C}$ ) за счет теплопроводности только 18 % энергии отводится от точки максимального нагрева мишени. Так как только теплопроводность вносит вклад в искажение термограммы, то в течение начальных 2–3 секунд эти искажения незначительны.

### 2.3. Нагрев мишени электронами

В ионном диоде, работающем в двухимпульсном режиме, тепловой отпечаток на мишени могут формировать ускоренные электроны, достигшие мишени на первом импульсе, ионы и низкоэнергетичные электроны в течение второго импульса. Тепловизионная диагностика не позволяет разделить их вклад в нагрев мишени.

Для измерения плотности энергии электронов, ускоренных в А-К зазоре полоскового диода и достигших мишени, мы использовали цилиндр Фарадея без магнитной отсечки (ЦФО). Схема измерения пучка и конструкция ЦФО показаны на рисунке 42.

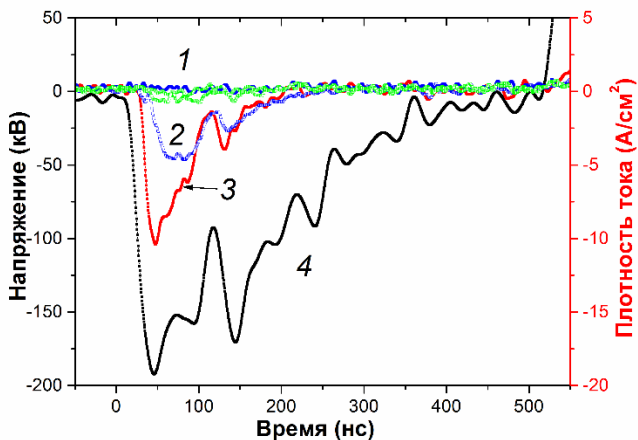


**Рисунок 42. Схема измерения и конструкция ЦФО: 1 – разъем CP-50; 2 – коллимирующее отверстие; 3 – экран**

ЦФО выполнен из разъема CP50-812ФВ, диаметр коллектора составлял 8 мм, диаметр отверстия в крышке – 4 мм.

#### **А. Плоский полосковый диод**

На рисунке 43 приведены результаты измерений плотности тока электронного пучка, формируемого плоским диодом в течение первого импульса. Измерения выполнены с помощью трех ЦФО, установленных на расстоянии 12 см от диода.

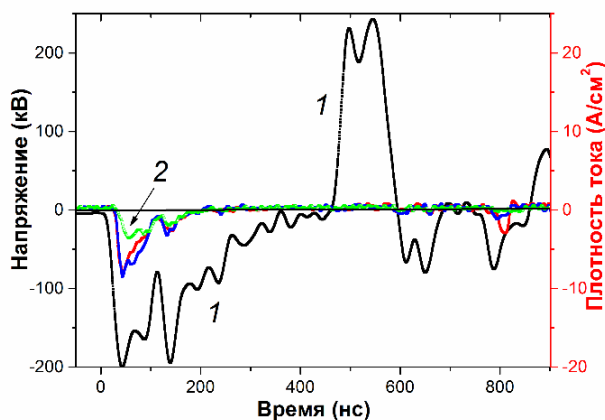


**Рисунок 43. Осциллограммы плотности тока, регистрируемого тремя закрытыми ЦФО (1) и двумя открытыми ЦФО (2, 3), ускоряющего напряжения (4)**

Плотность энергии электронов (интеграл произведения напряжения на плотность электронного тока ЦФО в течение первого импульса) составляет 0.06–0.10 Дж/см<sup>2</sup>.

В следующей серии экспериментов для определения уровня помех коллекторы ЦФО были закрыты толстой фольгой. Выполненные исследования (см. осциллограммы 1 на рис. 43) показали, что в используемой конструкции уровень помех не превышает  $\pm 1$  А/см<sup>2</sup>.

В следующей серии экспериментов для определения энергетического спектра электронов, генерируемых в течение первого импульса напряжения, коллекторы ЦФО были закрыты тонкой алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм. Результаты измерений показаны на рисунке 44.



**Рисунок 44. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности тока, регистрируемого тремя цилиндрами Фарадея (2)**

Плотность энергии электронов (интеграл произведения напряжения на плотность электронного тока ЦФО в течение первого импульса) для данных рис. 44 равна 0.04–0.08 Дж/см<sup>2</sup>. Результаты исследования влияния электронов на нагрев мишени суммированы в таблице 2.

Таблица 2.

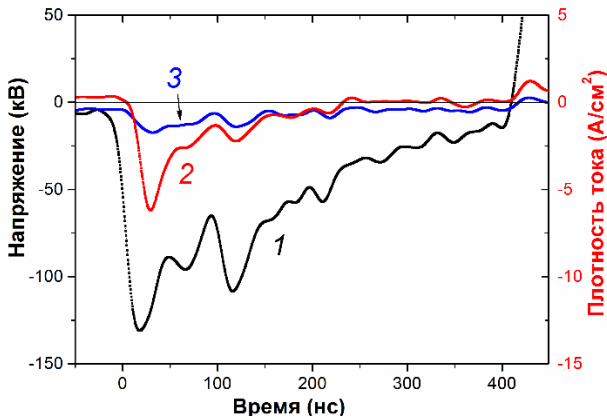
**Плотность энергии электронов на первом импульсе**

Режим измерения	Плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>
ЦФО полностью закрыт	0.006 ± 27 %
ЦФО открыт	0.06 ± 25 %
ЦФО закрыт Al фольгой 10 мкм	0.07 ± 31 %

Плотность энергии электронов значительно меньше плотности энергии МИП, составляющей для плоского диода 0.4–0.8 Дж/см<sup>2</sup>. Энергия электронов, достигающих мишень в течение первого импульса, превышает 50 кэВ.

**Б. Фокусирующий полосковый диод**

Аналогичные измерения были выполнены для фокусирующего полоскового диода. Типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока, регистрируемого ЦФО, приведены на рисунке 45.

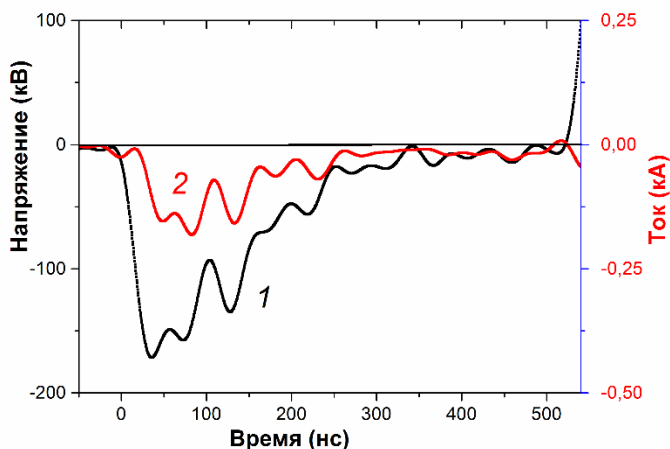


**Рисунок 45. Осциллограммы напряжения, первый импульс (1) и плотности тока, регистрируемого ЦФО в фокусной плоскости в центре МИП (2) и на расстоянии 7 см от центра (3)**

Средняя плотность энергии электронов в фокусе диода (интеграл произведения напряжения на плотность электронного тока в течение первого импульса) не превышает 0.04 Дж/см<sup>2</sup>, что значительно меньше плотности энергии МИП фокусирующего полоскового диода (4–5 Дж/см<sup>2</sup>).

Для измерения плотности энергии электронов, ускоренных в А-К зазоре фокусирующего полоскового диода и достигших мишени,

мы использовали также большой цилиндр Фарадея (ЦФ) без магнитной отсечки электронов, расположенный в фокусе диода. Диаметр коллектора ЦФ составлял 92 мм и позволял регистрировать все электроны, достигшие фокусной плоскости ионного диода. ЦФ устанавливали в отверстие в металлическом диске, который был заземлен на корпус камеры, и закрывали алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм для устранения электрических помех. На рисунке 46 приведены типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока, регистрируемого ЦФ в фокусе диода.



**Рисунок 46. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и тока, регистрируемого цилиндром Фарадея (2)**

Полная энергия электронов в фокусе ионного диода (интеграл произведения напряжения на электронный ток в течение первого импульса) составляла 2.5 Дж при полной энергии МИП более 100 Дж. Для коллектора ЦФ диаметром 92 мм средняя плотность энергии электронов в фокусе равна 0.03–0.04 Дж/см<sup>2</sup>, что значительно меньше плотности энергии МИП в фокусе фокусирующего полоскового диода, измеренной тепловизионным методом (см. рис. 37). Результаты исследования влияния электронов на нагрев мишени для различных диодов сведены в таблицу 3.

Таблица 3.

Плотность энергии электронов на первом импульсе, Дж/см<sup>2</sup>

Тип диода	Плотность энергии МИП	Режим измерения	
		ЦФО открыт	ЦФО закрыт Al фольгой 10 мкм
Плоский диод	0.3–0.8	0.06 ± 25%	0.07 ± 31 %
Фокусирующий диод	3–5	нет данных	0.04-0.05

Плотность энергии электронов, ускоренных в течение первого импульса и достигших мишени, была измерена с помощью тепловизионной диагностики при работе диода в одноимпульсном режиме, см. рисунок 47.

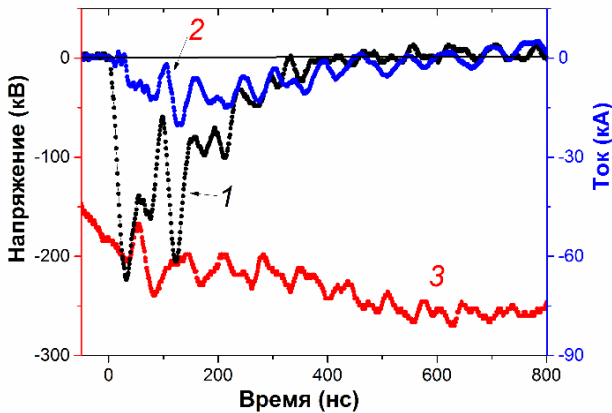
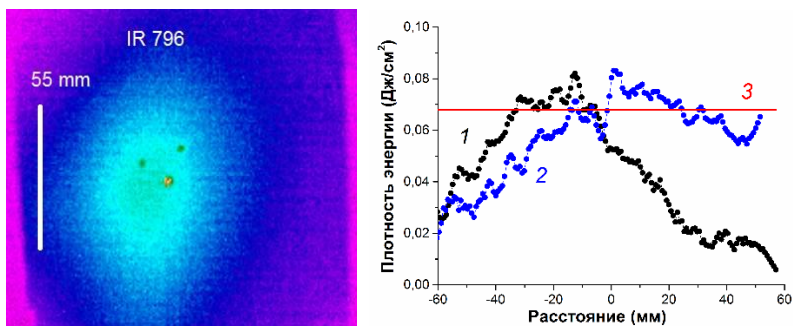


Рисунок 47. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока в диоде (2) и напряжения зарядки формирующей линии (3)

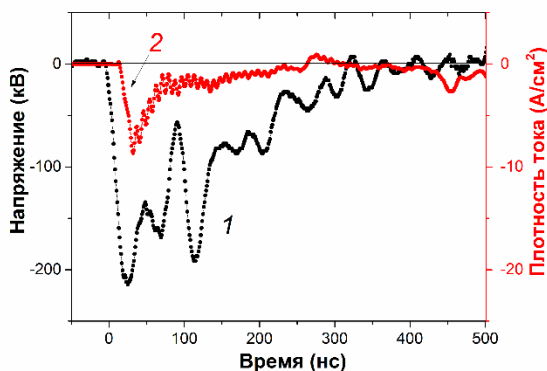
Эксперименты выполнены на ускорителе ТЕМП-6. Давление в основном разряднике превышало напряжение пробоя и импульс положительной полярности, необходимый для ускорения ионов, не формировался. На рисунке 48 приведены результаты тепловизионных измерений.





**Рисунок 48. Термограмма электронного пучка в фокусной плоскости и распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечениях, расчетная плотность энергии (3)**

Плотность энергии электронов, ускоренных в течение первого импульса и достигших мишени, составляет  $0.06\text{--}0.08 \text{ Дж/см}^2$ , что соответствует данным расчета по плотности электронного тока, см. таблицу 3 и рисунок 49.



**Рисунок 49. Осциллограммы напряжения, первый импульс (1) и плотности тока, регистрируемого ЦФО в фокусной плоскости в центре МИП (2)**

Средняя плотность энергии электронов в фокусе диода (интеграл произведения напряжения на плотность электронного тока, измеренного ЦФО в течение первого импульса) составляла  $0.06\text{--}0.08 \text{ Дж/см}^2$ .

Нагрев мишени могут также обеспечить низкоэнергетичные электроны, сопровождающие ионы в области дрейфа и обеспечивающие

компенсацию их заряда. Выполненные исследования показали, что в фокусирующем диоде с магнитной самоизоляцией концентрация электронов в фокусе в 1.1–1.2 раза превышает концентрацию ионов, (см. рис. 3). При ускоряющем напряжении 200–250 кэВ, А-К зазоре 8 мм и высоте трохоиды дрейфового движения электронов 0.5 мм [19] энергия этих электронов не превышает 15 кэВ. На рисунке 2 показано изменение плотности заряда МИП (интеграл плотности тока ионного пучка) в серии импульсов в фокусе диода. При плотности заряда низкоэнергетических электронов 20–25 мкКл/см<sup>2</sup> и энергии 15 кэВ плотность их энергии не превышает 0.3 Дж/см<sup>2</sup>, что значительно меньше плотности энергии МИП в фокусе диода, см. рисунок 37.

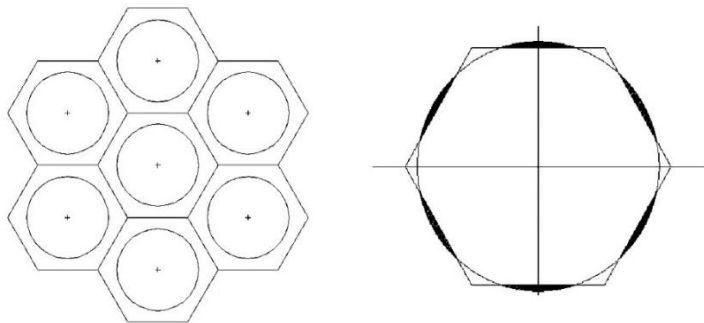
#### 2.4. Нагрев мишени анодной плазмой

В ионном диоде с пассивным анодом в нагрев мишени может давать вклад плазма при расширении с поверхности анода до мишени. Прямые измерения ее влияния выполнить сложно, поэтому в данном разделе приведены оценочные данные. В монографии Д.И. Проскуровского [15] на основе литературного обзора и гидродинамического моделирования разлета взрывоэмиссионной плазмы показано, что удельный энерговклад генератора наносекундных импульсов на формирование взрывоэмиссионной плазмы составляет  $\approx 2 \cdot 10^4$  Дж/г материала катода. В этой же работе приведены экспериментальные значения уноса материала с вершины одиночного молибденового острия в результате взрывной эмиссии. Получено, что за 1 импульс тока длительностью 80 нс унос массы острия диаметром 20 мкм составляет  $(2-8) \cdot 10^{-9}$  г.

Количество эмитирующих центров (см. рисунок 50) равно отношению площади катода к площади одного шестигранника, образующего сотовую структуру эмиссионных центров [21]:

$$N = \frac{1.15 \cdot S}{b^2}$$

где:  $S$  – площадь катода,  $b$  – расстояние между соседними эмиссионными центрами.



**Рисунок 50. Схема расположения эмиссионных центров на поверхности катода и модель для расчета площади эмиссионного центра**

Минимальное расстояние между дискретными эмиссионными центрами определяется эффектом экранирования электрического поля вокруг центра [2]:

$$r = 500 \cdot d_0 \cdot I_1^{1/2} \cdot U^{-3/4}, \text{ см}$$

где:  $d_0$  – А-К зазор,  
 $U$  – ускоряющее напряжение.

Радиус экранирования  $r$  равен 5–6 мм для электронного тока от одного эмиссионного центра  $I_1 = 90$  А [2] и среднего напряжения в течение формирования центров эмиссии 100–120 кВ (см. рис. 49). В этом случае на электроде площадью 80–100 см<sup>2</sup> образуется 80–100 взрывоэмиссионных центров. Затраты энергии на их формирование не превышают 16 мДж.

Кроме того, выполненные экспериментальные исследования баланса энергии планарного электронного диода с взрывоэмиссионным катодом в течение генерации электронного пучка показали [22], что потери энергии в диоде пропорциональны величине А-К зазора. Общий характер зависимости для катодов из разного материала указывает, что потери энергии в диоде связаны не с процессом формирования взрывоэмиссионной плазмы, а с процессом транспортировки электронов пучка в А-К промежутке. Затраты энергии на формирование взрывоэмиссионной плазмы не превышают 1 Дж при площади катода 16–20 см<sup>2</sup>. Поэтому в ионном диоде с пассивным анодом при работе в двухимпульсном режиме вклад плазмы в нагрев мишени незначителен.

## 2.5. Расчет времени прогрева мишени

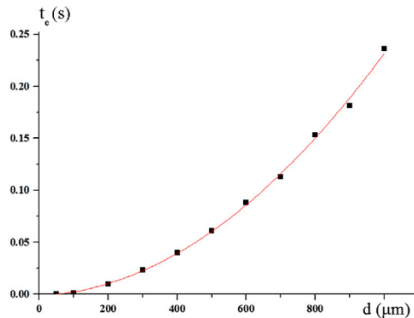
После нагрева лицевой стороны мишени мощным ионным пучком мы измеряем тепловизором температуру тыльной стороны (по отношению к МИП). Время, необходимое для прогрева мишени по всей толщине, можно оценить из метода определения коэффициента температуропроводности по времени достижения тыльной поверхностью образца половины максимальной температуры  $t_{0.5}$  (метод Паркера [34]). Время, необходимое для повышения температуры тыльной поверхности мишени на 50 % от максимальной, можно рассчитать по соотношению [24]:

$$\tau_{0.5} = \frac{1.38d^2}{\pi^2 a}, \text{сек}$$

где:  $d$  – толщина мишени, м;  
 $a$  – температуропроводность,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

Для мишени из нержавеющей стали толщиной 100 мкм (температуропроводность  $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ) время прогрева по всей толщине не превышает 0.25 мс.

В работе [52] представлены результаты расчета продолжительности прогрева мишени  $t_e$ , которое соответствовало выравниванию температуры по глубине с градиентом лицевой и тыльной сторон мишени менее 0.02 К. Результаты расчета для мишени из нержавеющей стали показаны на рисунке 51.

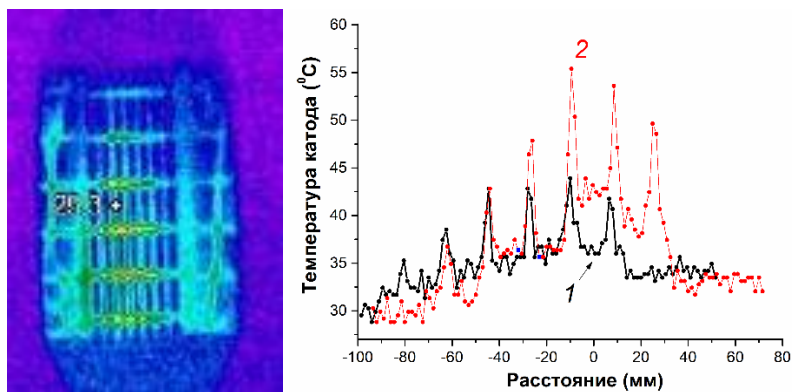


**Рисунок 51. Зависимость продолжительности прогрева мишени от ее толщины [52]**

При толщине мишени из нержавеющей стали менее 200 мкм время прогрева по толщине не превышает 10 мс.

## 2.6. Влияние теплового излучения диода на нагрев мишени

Между временем генерации МИП и временем измерения теплового поля на мишени существует задержка 2–3 сек. Оценим нагрев мишени тепловым излучением от диода после импульса. На рисунке 52 приведено тепловое изображение фокусирующего диода после импульса.



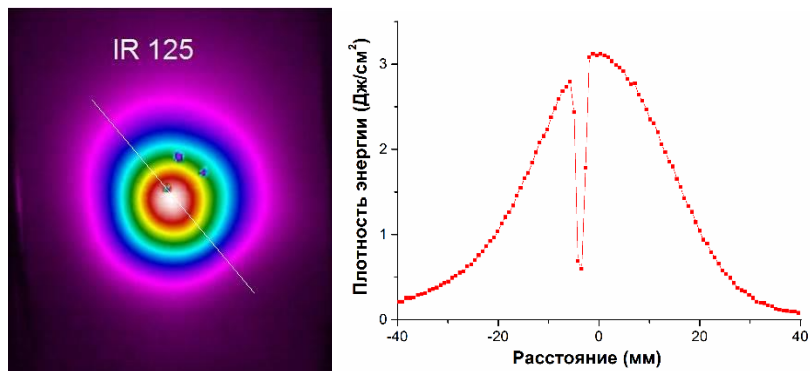
*Рисунок 52. Тепловое изображение катода после импульса и распределение температуры по вертикальному сечению до импульса (1) и после импульса (2)*

Плотность мощности излучения нагретого тела можно оценить по закону Стефана-Больцмана (см. соотношение 2.1). Из рисунка 52 видно, что максимальная температура, до которой нагревается катод за один импульс, составляет 55°C при температуре мишени 25–30°C, что соответствует плотности мощности теплового потока с диода на мишень 9–10 мВт/см<sup>2</sup>. Регистрация теплового отпечатка пучка на мишени обычно проводится через 2–3 с после импульса и плотность энергии теплового потока от диода на мишень не превышает 30 мДж/см<sup>2</sup>. Поэтому тепловой поток от диода не может вносить существенную погрешность в результаты измерения плотности энергии МИП на мишени.

## 2.7. Разрешающая способность тепловизионной диагностики

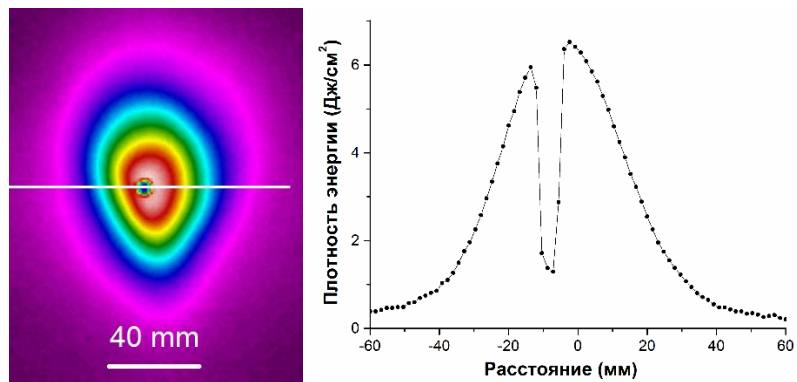
При угле обзора 25° и минимальном фокусном расстоянии 30 см для тепловизора Fluke Ti10 размер предмета составит 12.7 см. Тогда для матрицы тепловизора Fluke TiR10 140×160 пикселей пространственное разрешение составит 0.8–0.9 мм.

На разрешающую способность тепловизионной диагностики влияет не только пространственное разрешение тепловизора, но и искажение теплового изображения при прохождении через оптическое окно, расплывание теплового изображения МИП в течение измерения и др. Для оценки разрешающей способности мы сделали отверстие диаметром 3 мм в мишени, см. рисунок 53.



**Рисунок 53. Термограмма МИП и распределение плотности энергии. Отверстие 3 мм, окно из ВаF<sub>2</sub>**

На рисунке 54 приведены результаты тепловизионной диагностики МИП с использованием мишени, в которой сделано отверстие диаметром 5 мм.



**Рисунок 54. Тепловой отпечаток ионного пучка и распределение плотности энергии. Отверстие 5 мм, окно из ZnSe**

Выполненные исследования показали, что тепловизионная диагностика позволяет корректно регистрировать снижение температуры мишени в области отверстия диаметром 3 мм. Поэтому ее разрешающая способность составляет 1–1.5 мм. Плотность энергии в области отверстия не снижается до нуля, так как за мишенью находится диод, температура которого обычно выше начальной температуры мишени.

## **2.8. Диагностика МИП с высокой плотностью энергии**

Тепловизионная диагностика МИП основана на том, что вся энергия ионов поглощается в мишени и расходуется на ее нагрев. Но при высокой плотности энергии ионного пучка часть его энергии расходуется на испарение материала мишени, что приводит к большой погрешности. В данном разделе рассмотрены методы повышения предельной плотности энергии для тепловизионной диагностики.

### **2.8.1. Расчет пороговой плотности энергии**

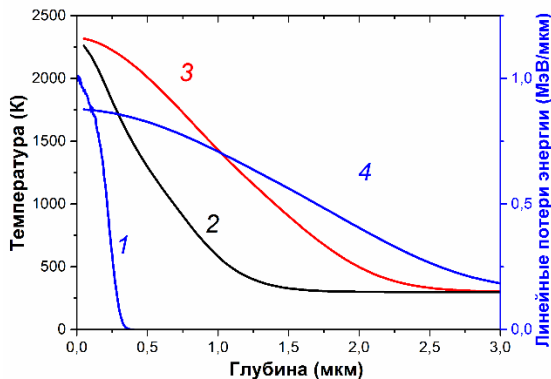
Средняя теплоемкость стали при температуре 30–1530°C равна  $C_v = 0.65$  Дж/(г град). Тогда массовая плотность энергии (энергия на единицу массы) на нагрев от комнатной температуры до температуры плавления равна:

$$E_1 = C_v \cdot m \cdot \Delta T = 975 \text{ Дж} / \text{г}$$

Удельная теплота плавления стали  $E_2 = 277$  Дж/г. Теплоемкость жидкой стали  $C_{v2} = 0.83$  Дж/(г град) и массовая плотность энергии, необходимая для нагрева стали от температуры плавления до температуры кипения равна:

$$E_3 = C_{v2} \cdot m \cdot \Delta T = 1100 \text{ Дж} / \text{г}$$

Ионный пучок, формируемый диодом с графитовым анодом, в основном состоит из ионов углерода (70–80 %) и протонов. На рисунке 55 представлены результаты моделирования распределения температуры по глубине мишени из нержавеющей стали, облученной ионным пучком (70 %  $C^+$  + 30 %  $H^+$ ) с энергией ионов 200 кэВ.



**Рисунок 55.** Линейные потери энергии ионов  $C^{+}$  (1) и распределение температуры по глубине мишени из нержавеющей стали через 50 нс (2), 100 нс (3) и 150 нс (4) после начала облучения

Моделирование выполнено по программе Comsol Multiphysics program для следующих параметров импульса МИП: длительность 100 нс, форма импульса гауссиана, плотность энергии 1 Дж/см<sup>2</sup>. Фазовые превращения не учитывали. Моделирование показало, что при пробеге ионов в мишени менее 0,3 мкм тепловой фронт распространяется к концу импульса на глубину 2 мкм. Поэтому при расчете поверхностной плотности энергии МИП (энергия на единицу площади) мы учитывали не пробег ионов, а глубину распространения теплового фронта. Результаты расчетов плотности энергии МИП, необходимой для плавления и испарения приповерхностного слоя мишени из нержавеющей стали, приведены в таблице 4.

**Таблица 4.**

**Расчет плотности энергии МИП, необходимой для плавления и испарения мишени из нержавеющей стали**

		Плотность энергии		
		массовая	объемная	поверхностная
1	Нагрев до температуры плавления 300-1800 К	975 Дж/г	7600 Дж/см <sup>3</sup>	1.52 Дж/см <sup>2</sup>
2	Плавление	277 Дж/г	2160 Дж/см <sup>3</sup>	0.43 Дж/см <sup>2</sup>
3	Нагрев до температуры кипения 1800-3135 К	1100 Дж/г	8580 Дж/см <sup>3</sup>	1.72 Дж/см <sup>2</sup>
			1–3 вместе	3.67 Дж/см <sup>2</sup>



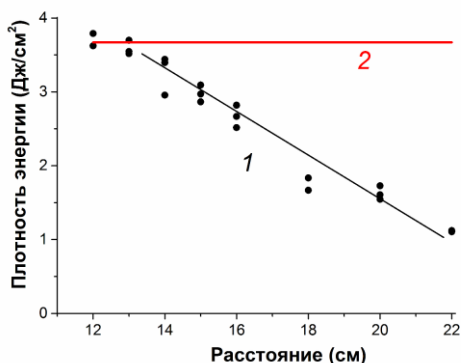
Выполненный анализ показал, что использование мишени из других металлов не позволяет существенно расширить диапазон измерения плотности энергии с помощью тепловизионной диагностики, см. таблицу 5.

**Таблица 5.**

**Расчет плотности энергии МИП, необходимой для плавления и испарения мишени**

	Плотность энергии МИП, Дж/см <sup>2</sup>		
	латунь	вольфрам	молибден
Нагрев до плавления	0.612	1.44	1.84
Плавление	0.275	0.597	0.74
Нагрев до кипения	2.67	2.09	1.64
Сумма	3,56	4.13	4.22

Наши исследования показали, что максимальная плотность энергии, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, совпадают с пороговой плотностью энергии, необходимой для начала испарения материала мишени (см. таблицу 4). На рисунке 56 представлены результаты измерения плотности энергии МИП на разных расстояниях от диода.

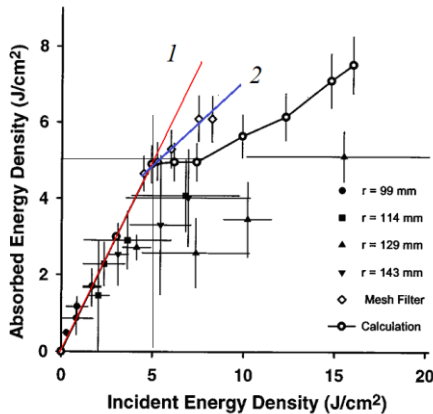


**Рисунок 56. Зависимость плотности энергии МИП от расстояния до диода (1) и расчетная плотность энергии начала испарения материала мишени (2)**

Эксперименты выполнены на ускорителе ТЕМП-4М при работе с фокусирующим полосковым диодом.

### 2.8.2. Использование металлической сетки

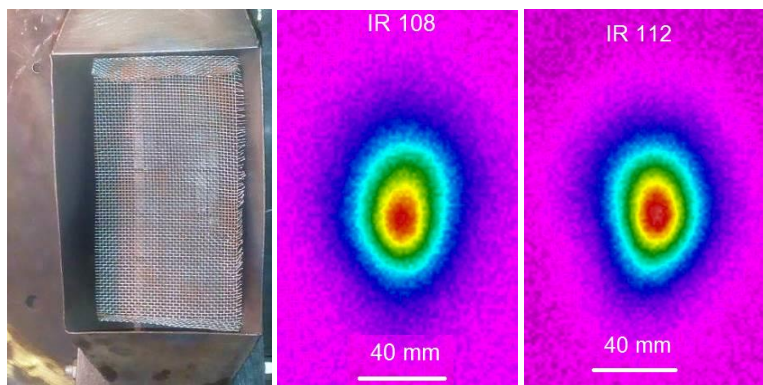
В работе [29] для снижения плотности энергии МИП ниже пороговой использовали металлическую сетку с прозрачностью 50 %. Результаты тепловизионных измерений затем корректировали с учетом прозрачности сетки, см. рисунок 57.



**Рисунок 57. Зависимость плотности энергии, рассчитанной по плотности ионного тока, от поглощенной энергии, измеренной тепловизором без сетки (1) и с сеткой (2) [5]**

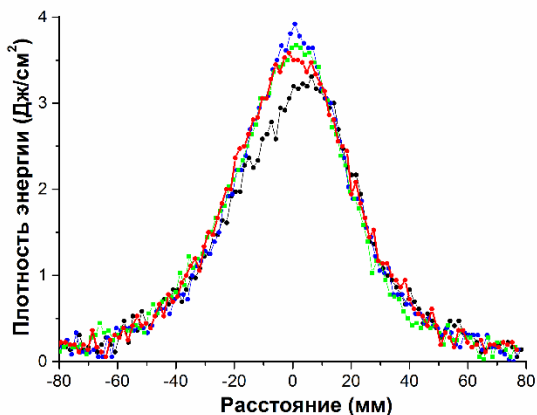
Полученные результаты показали, что при высокой плотности энергии ( $j > 5 \text{ J/cm}^2$ , см. рис. 57) прозрачность металлической сетки снижается и данные двух методик определения плотности энергии значительно различаются. Прозрачность металлической сетки может снижаться за счет образования плазмы на ее поверхности. В работе [48] показано, что абляционная плазма вызывает перекрытие коллимирующего отверстия цилиндра Фарадея и отсечку ионного пучка.

Поэтому мы выполнили тестирование тепловизионной диагностики с использованием металлической сетки. На рисунке 58 показана фотография полоскового фокусирующего диода с сеткой (оптическая прозрачность 50 %) и термограммы ионного пучка.



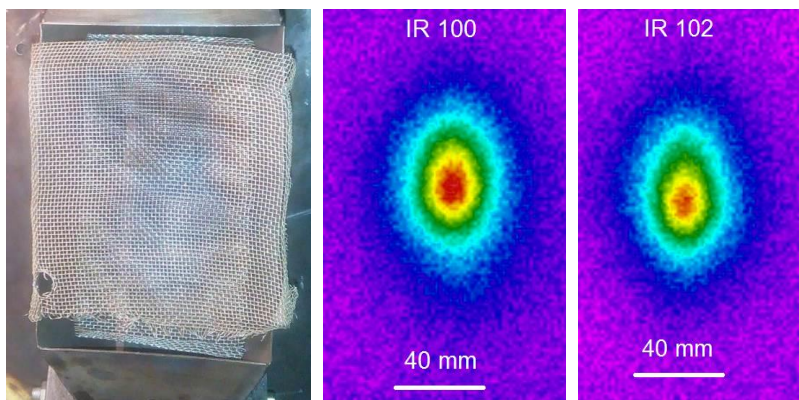
**Рисунок 58. Фотография полоскового фокусирующего диода с одной сеткой, установленной на катоде, и термограммы ионного пучка**

Расстояние от катода до мишени 185 мм, расстояние от катода до металлической сетки 5 см. На рисунке 59 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом.



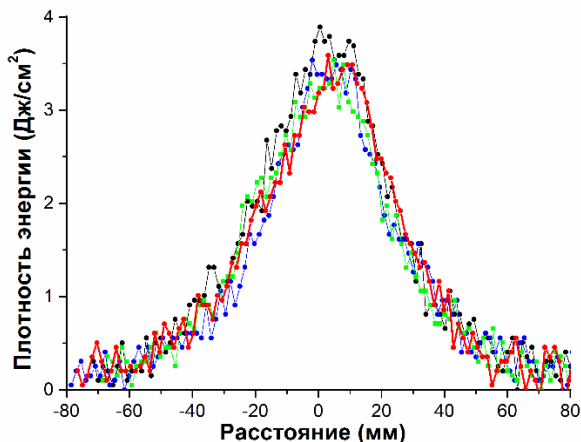
**Рисунок 59. Распределение плотности энергии МИП в вертикальном сечении диода при использовании одной сетки, 4 последовательных импульса**

На рисунке 60 показана фотография полоскового фокусирующего диода с двумя сетками и термограмма отпечатка пучка. Режим работы ионного диода не меняли.



**Рисунок 60.** Фотография полоскового фокусирующего диода с двумя сетками, установленными на катоде, и термограммы ионного пучка

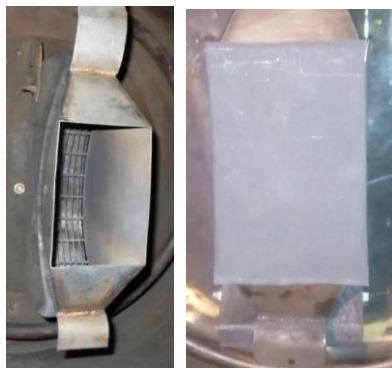
На рисунке 61 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом. Расстояние от катода до мишени 185 мм, расстояние от катода до первой металлической сетки 5 см, до второй сетки – 8 см.



**Рисунок 61.** Распределение плотности энергии МИП в вертикальном сечении диода при использовании двух сеток. 4 последовательных импульса

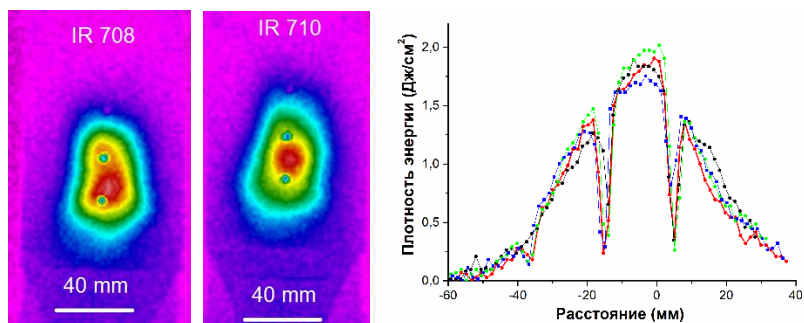
Плотность энергии МИП в фокусе и распределение плотности энергии по сечению, рассчитанные с учетом оптической прозрачности сеток (50 и 25 %), в пределах точности измерения совпадают (см. рисунки 59 и 61).

Аналогичные результаты получены и при уменьшении расстояния от катода до мишени. В этой серии экспериментов фольгу из нержавеющей стали толщиной 100 мкм располагали на экране катода, см. рисунок 62.



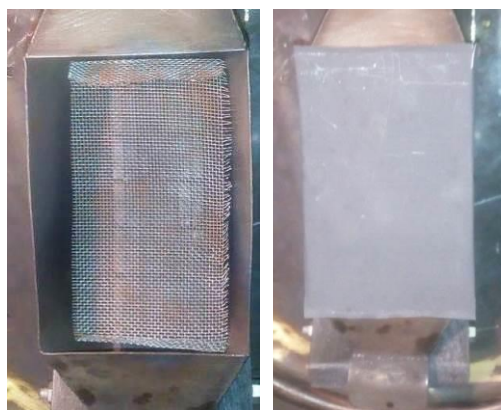
**Рисунок 62. Фотография полоскового фокусирующего диода без фольги и с фольгой для измерения термограммы МИП**

На рисунке 63 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом. Расстояние от диода до мишени 100 мм.



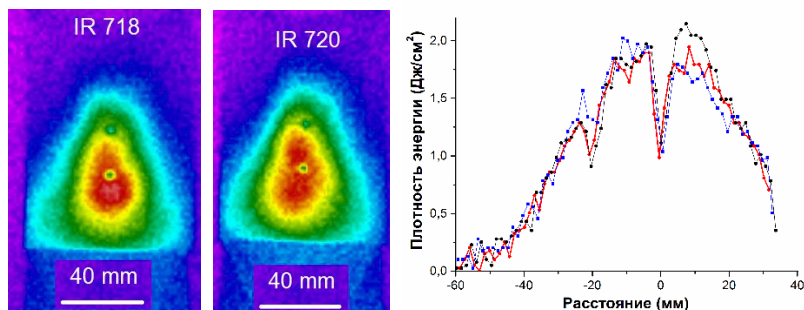
**Рисунок 63. Термограммы МИП и распределение плотности энергии в вертикальном сечении диода, 4 импульса**

На рисунке 64 показана фотография полоскового фокусирующего диода с сеткой.



**Рисунок 64. Фотография полоскового фокусирующего диода с одной сеткой, установленной на катоде, и с фольгой для измерения термограммы МИП**

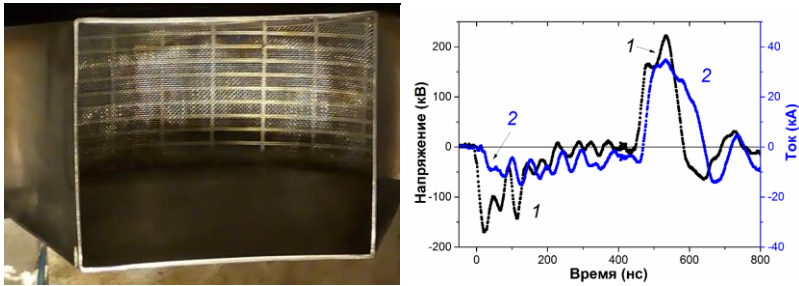
На рисунке 65 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом. Расстояние от катода до мишени 100 мм, от катода до сетки – 50 мм. Расчет плотности энергии выполнен с учетом оптической прозрачности сетки.



**Рисунок 65. Термограммы МИП и распределение плотности энергии в вертикальном сечении диода, 3 импульса**

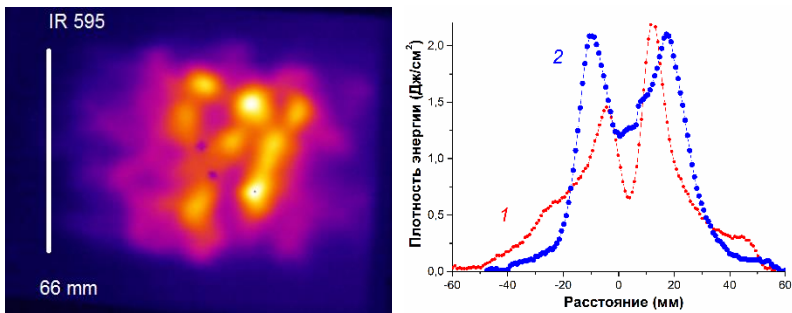
Аналогичные результаты получены и при уменьшении расстояния от катода до сетки. В этой серии экспериментов фольгу из нержавеющей

стали толщиной 100 мкм располагали на экране катода, а сетку на катоде, см. рисунок 66.



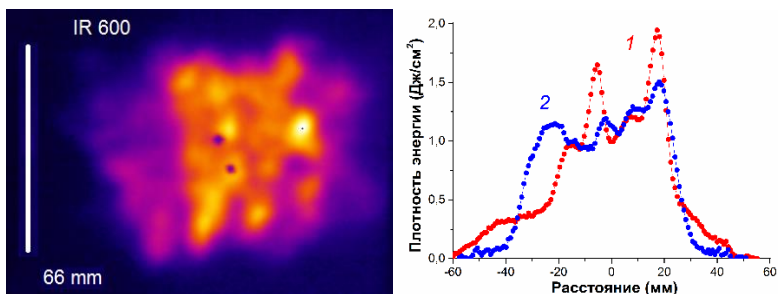
**Рисунок 66. Фотография полоскового фокусирующего диода с одной сеткой, установленной на катоде, осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и полного тока в диоде (2)**

На рисунке 67 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом. Расстояние от катода до мишени 100 мм, от катода до сетки – 0 мм. Расчет плотности энергии выполнен с учетом прозрачности сетки (60 % в этой серии экспериментов).



**Рисунок 67. Термограммы МИП и распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечении диода**

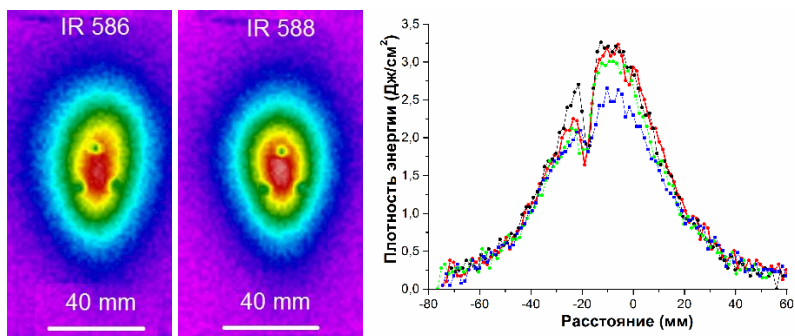
На рисунке 68 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом. Тепловизионная диагностика выполнена без металлической сетки. Расстояние от катода до мишени 100 мм.



**Рисунок 68. Термограммы МИП и распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечении диода**

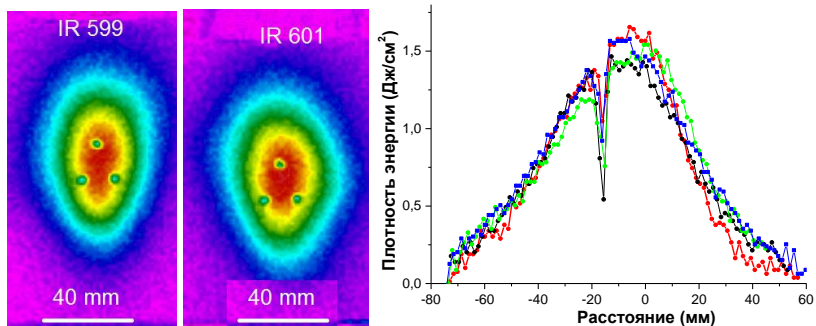
Тестирование тепловизионной диагностики с использованием металлической сетки показало удовлетворительное совпадение плотности энергии МИП, рассчитанной с учетом оптической прозрачности используемой металлической сетки.

Но выполненные исследования показали, что металлическая сетка, используемая для ослабления ионного пучка, может изменять его расходимость. При расположении сетки в области высокой плотности энергии МИП (вблизи фокуса) ширина пучка на полувысоте уменьшается. На рисунках 69 и 70 показаны результаты тепловизионной диагностики распределения плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим диодом.



**Рисунок 69. Термограммы МИП и распределение плотности энергии МИП в вертикальном сечении диода при использовании одной сетки 4 последовательных импульса**



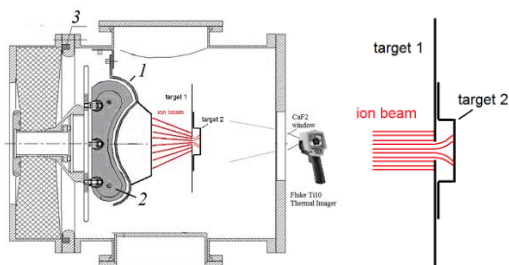


**Рисунок 70. Термограммы МИП и распределение плотности энергии МИП в вертикальном сечении диода при измерении без сетки. 4 последовательных импульса**

Расстояние от катода до мишени 195 мм, от катода до сетки – 100 мм. Для сопоставления термограмм, полученных на разных импульсах, в мишени сделали 3 отверстия диаметром 3 мм. При высокой плотности энергии МИП в области размещения сетки происходит дополнительная фокусировка пучка, его ширина на полувысоте снизилась с 60 мм до 50–55 мм и плотность энергии возросла.

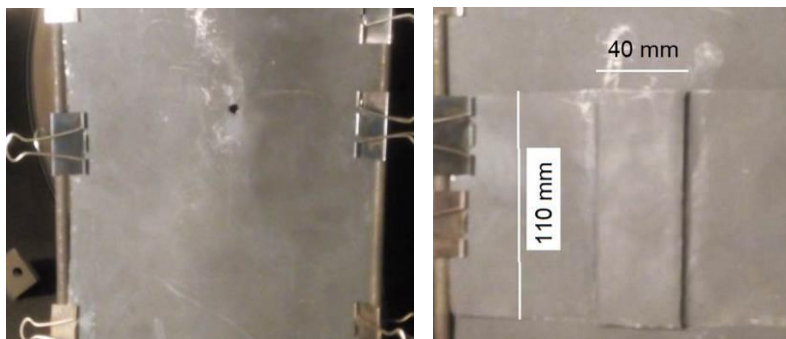
### 2.8.3. Использование коллимирующего отверстия

Для измерения плотности энергии ионного пучка выше порога абляции материала мишени ( $3.5\text{--}4\text{ Дж/см}^2$ ) можно использовать эффект рассеяния ионного пучка после прохождения коллимирующего отверстия в мишени. Схема измерения показана на рисунке 71.



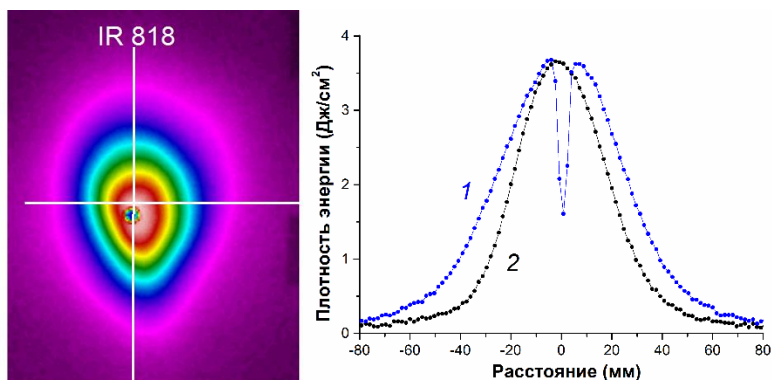
**Рисунок 71. Схема измерения и конструкция мишени с коллимирующим отверстием и дополнительной фольгой**

При рассеянии ионного пучка плотность энергии на дополнительной фольге снижается ниже порога абляции, что позволяет корректно измерить полную энергию МИП, прошедшую коллимирующее отверстие и рассчитать среднюю плотность энергии на мишени в области отверстия. На рисунке 72 показана фотография мишени.

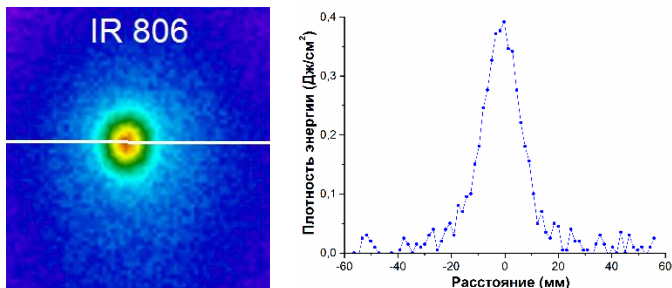


**Рисунок 72. Фотография мишени с коллимирующим отверстием и дополнительной фольгой**

На рисунках 73 и 74 приведены результаты тепловизионной диагностики. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-4М при использовании оптического окна из ZnSe.



**Рисунок 73. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях. Мишень без дополнительной фольги, окно из ZnSe**

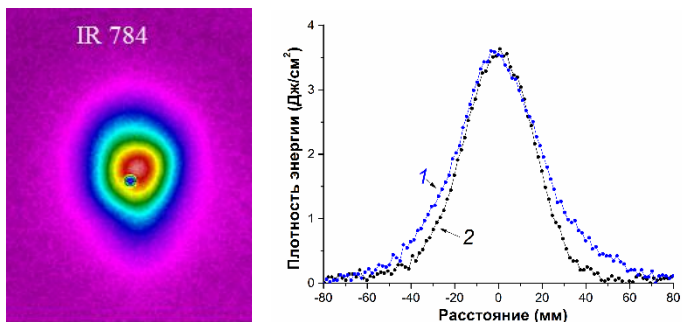


**Рисунок 74. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в горизонтальном сечении. Мишень с дополнительной фольгой, окно из ZnSe**

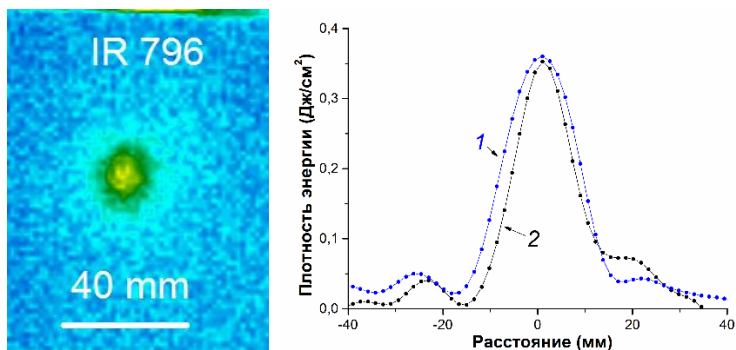
Если МИП проходит отверстие диаметром 5 мм и затем расширяется до квадрата  $40 \times 40 \text{ мм}^2$ , то средняя плотность энергии МИП в коллимирующем отверстии равна (окно из ZnSe):

$$J = \frac{0.46 \cdot 7.8 \cdot 0.01 \cdot 1.4 \cdot (4 \cdot 4) \cdot 4}{3.14 \cdot (0.5)^2} \Delta T = 4.1 \cdot \Delta T$$

На рисунках 75 и 76 приведены результаты тепловизионной диагностики МИП с высокой плотностью энергии при использовании коллимирующего отверстия диаметром 5 мм. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-4М при использовании оптического окна из  $\text{CaF}_2$  и работе в том же режиме, что для рисунков 73 и 74.

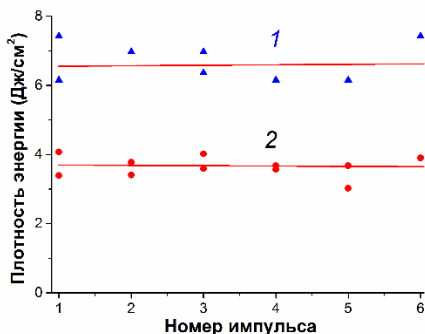


**Рисунок 75. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях. Мишень без дополнительной фольги, окно из  $\text{CaF}_2$**



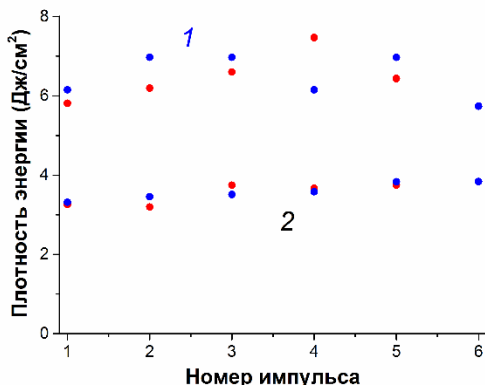
**Рисунок 76.** Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях. Мишень с дополнительной фольгой, окно из  $\text{CaF}_2$

На рисунке 77 приведены результаты измерения плотности энергии МИП с учетом и без учета абляции материала мишени.



**Рисунок 77.** Изменение в серии импульсов максимальной плотности энергии МИП в фокусной плоскости, мишень с дополнительной фольгой (1) и средней плотности в сечении коллимирующего отверстия, мишень без дополнительной фольги (2)

На рисунке 78 приведены результаты тепловизионной диагностики при использовании оптического окна из  $\text{ZnSe}$  и  $\text{CaF}_2$ . Измерения плотности энергии выполнено без ослабления ионного пучка и при ослаблении пучка металлической сеткой и коллимирующим отверстием.

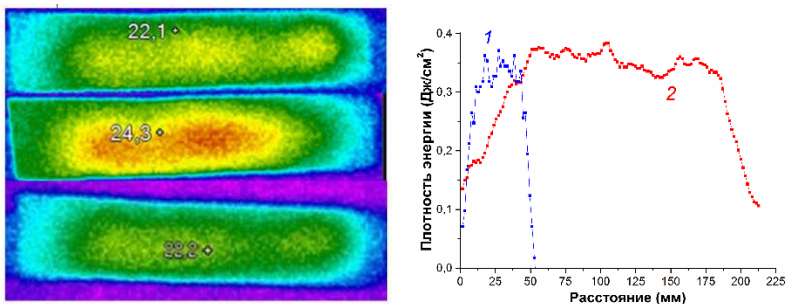


**Рисунок 78. Изменение в серии импульсов максимальной плотности энергии МИП в фокусной плоскости: мишень без ослабления МИП (1), с ослаблением МИП коллимирующим отверстием в мишени (2) и сеткой на катоде (3)**

На рисунках 77 и 78 приведены результаты тепловизионной диагностики при использовании оптического окна из  $ZnSe$  и  $CaF_2$ . Максимальная плотность энергии МИП в фокусной плоскости, измеренная с помощью тепловизионной диагностики без учета абляции материала мишени, в серии импульсов составила  $3.6 \text{ Дж/см}^2 \pm (6-8) \%$ . При этом режиме работы фокусирующего полоскового диода плотность энергии МИП на мишени равна порогу абляции материала мишени (нержавеющая сталь), см. раздел 2.8.1. Измерение плотности энергии МИП при ослаблении после прохождения коллимирующего отверстия или металлической сетки показало, что в серии импульсов средняя плотность энергии по площади отверстия составляет  $6.5 \text{ Дж/см}^2 \pm (7-8) \%$ , что в 1.8 раз выше предыдущих измерений.

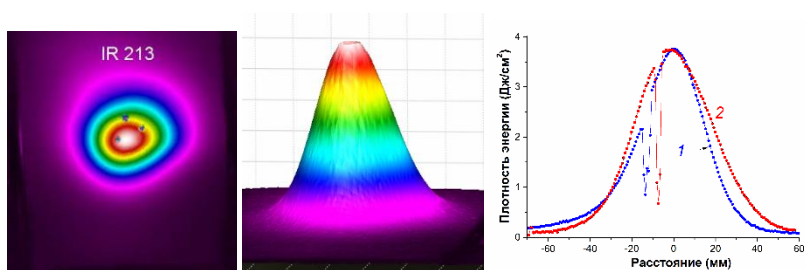
#### 2.8.4. Заключение

Разработанная тепловизионная диагностика была использована для измерения плотности энергии МИП, формируемого диодами разных конструкций при работе в режиме магнитной изоляции электронов. На рисунке 79 приведены результаты измерения распределения плотности энергии по сечению МИП в плоском полосковом диоде при А-К зазоре 8 мм (начало диода) и 10 мм (конец диода), режим магнитной самоизоляции электронов. Мишень из нержавеющей стали толщиной 100 мкм, расстояние от диода до мишени 40 мм, окно из  $CaF_2$ .



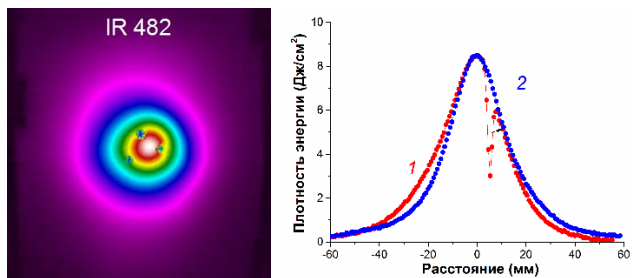
**Рисунок 79. Тепловой отпечаток и распределение плотности энергии на мишени в поперечном (1) и продольном сечении (2)**

На рисунке 80 приведен типичный тепловой отпечаток МИП, формируемый фокусирующим полосковым диодом, работающим в режиме магнитной самоизоляции электронов (ускоритель ТЕМП-4М).



**Рисунок 80. Термограмма МИП фокусирующего полоскового диода, распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечениях. Окно из ZnSe**

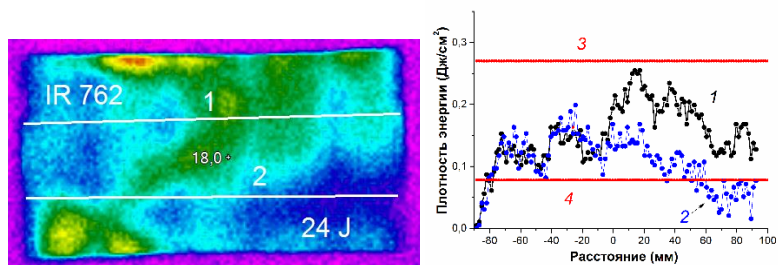
На рисунке 81 показаны результаты тепловизионной диагностики ионного пучка, формируемого фокусирующим полосковым диодом (ускоритель ТЕМП-6).



**Рисунок 81. Термограмма МИП фокусирующего полоскового диода, распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечениях. Окно из ВаF<sub>2</sub>**

Фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм располагали в фокусе диода, окно из ВаF<sub>2</sub>. Для ослабления ионного пучка использовали две сетки из нержавеющей стали прозрачностью 60% каждая.

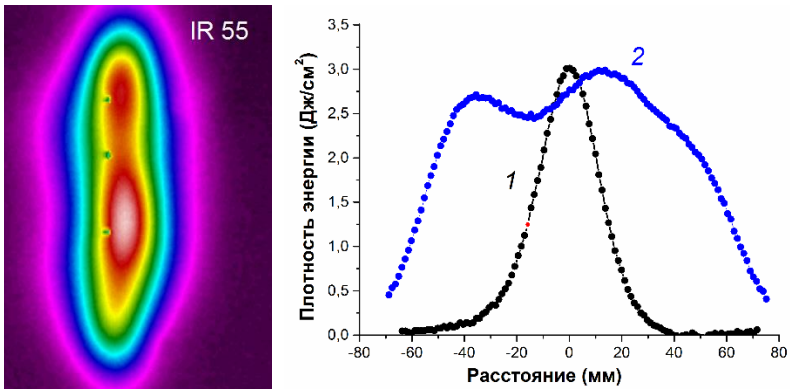
На рисунке 82 показаны результаты тепловизионной диагностики ионного пучка, формируемого ионным диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции [57]. Каждая термограмма получена за один импульс. Фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм располагали на внешней стороне катода, до фокусировки МИП. Использовали окно из ВаF<sub>2</sub>.



**Рисунок 82. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в верхнем (1) и нижнем (2) горизонтальных сечениях; расчетная плотность энергии протонов (3) и ионов C<sup>+</sup> (4)**

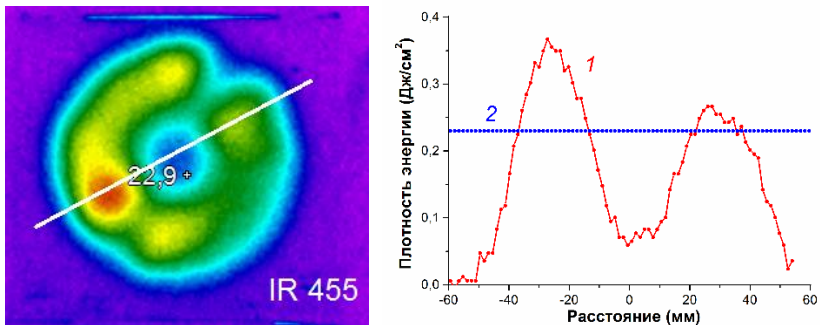
На рисунке 83 показаны результаты тепловизионной диагностики ионного пучка, формируемого ионным диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции [57]. Фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм располагали в фокусе диода,

окно из ВаF<sub>2</sub>. Для ослабления ионного пучка использовали две сетки из нержавеющей стали прозрачностью 60 % каждая.



**Рисунок 83. Термограмма МИП фокусирующего полоскового диода, распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечениях**

На рисунке 84 приведены результаты тепловизионной диагностики МИП, формируемого диодом с пассивным анодом при работе в режиме внешней магнитной изоляции и замкнутого дрейфа электронов в А-К зазоре (barrel diode). Мишень из нержавеющей стали толщиной 0.05 мм была расположена на расстоянии 80 мм от А-К зазора, окно из ВаF<sub>2</sub>.



**Рисунок 84. Термограмма МИП и распределение плотности энергии по сечению (1), расчетная плотность энергии ионов C<sup>+</sup> (2)**



Выполненные исследования показали, что тепловизионная диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаватной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять полную энергию МИП и распределение плотности энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение составляет 1–2 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии выше  $0.01 \text{ Дж/см}^2$ . Вклад электронов, генерируемых в течение первого импульса, и взрывоэмиссионной плазмы в нагрев мишени не превышает  $0.05\text{--}0.08 \text{ Дж/см}^2$  при работе диода в одноимпульсном и двухимпульсном режимах. Тепловизионная диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов. Время измерения не превышает 0.1 с, поэтому эту диагностику можно использовать для быстрой оценки распределения плотности энергии мощного ионного пучка и при автоматизации обработки деталей с контролем параметров облучения на каждом импульсе.

При высокой плотности энергии МИП, превышающей порог абляции материала мишени ( $3.5\text{--}4 \text{ Дж/см}^2$ ) необходимо ослаблять плотность энергии при помощи металлических сеток или коллимирующего отверстия. Выполненные исследования показали, что использование металлической сетки для ослабления пучка может вносить значительную погрешность в тепловизионную диагностику. При высокой плотности энергии ионного пучка в области металлической сетки происходит изменение расходимости пучка. Плотность энергии на мишени, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, при использовании сеток и без сеток может отличаться в 1.5–2 раза даже при отсутствии абляции материала мишени. Оптимизация расположения металлических сеток в области транспортировки МИП позволяет устранить эту погрешность.

## ГЛАВА 3.

### АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ИОННОГО ПУЧКА

Тепловизионная диагностика позволяет определить распределение плотности энергии ионного пучка по сечению с высоким пространственным разрешением. Время измерения термограммы не превышает 0.1 с, но длительное время охлаждения мишени после облучения ионным пучком не позволяет контролировать параметры ионного пучка при большой частоте следования импульсов. При плотности энергии МИП 3–4 Дж/см<sup>2</sup> нагрев стальной мишени толщиной 100 мкм составляет 100–130 градусов. Время последующего охлаждения превышает 100 с [11]. Для измерения распределения плотности энергии МИП по сечению была разработана акустическая (терморadiационная) диагностика. С этой целью в фокусе диода помещали мишень перпендикулярно оси ионного пучка. В данном разделе приведены результаты калибровки и тестирования акустической диагностики параметров импульсного ионного пучка гигаватной мощности.

#### 3.1. Физические принципы акустической диагностики

При поглощении в твердом теле импульсного ионизирующего излучения (электронного или ионного пучка) происходит формирование акустических или ударных волн вследствие нагревания и теплового расширения среды (терморadiационный или термоупругий эффект) [11]. Для коротких радиационных импульсов амплитуда акустического сигнала пропорциональна поглощенной энергии пучка ионизирующего излучения (поглощенной дозе) и форма акустического сигнала повторяет форму распределения плотности энергии по сечению пучка ионизирующего излучения. При этом должно выполняться условие:

$$\tau \ll D/s$$

где:  $\tau$  – длительность импульса излучения,  $D$  – диаметр пучка,  $s$  – продольная скорость звука в стержне дозиметра.

При использовании медной мишени (скорость звука 3680 м/с) и диаметре МИП 5 см длительность его импульса должна быть меньше 10 мкс, что выполняется в большинстве генераторов МИП.

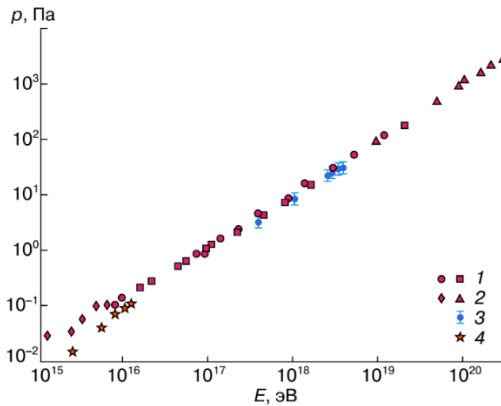
На рисунке 85 приведены результаты измерения амплитуды акустических волн в воде, генерируемых короткими импульсами

протонных, электронных и лазерных пучков [11]. Наблюдается линейная зависимость акустического сигнала от энергии в импульсе.

Уравнение, связывающее распределение плотности поглощенной энергии  $q(x)$  с амплитудой волны напряжений  $\sigma(t)$  описывается соотношением:

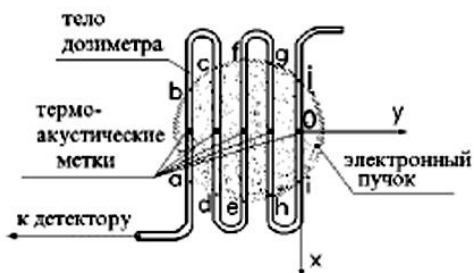
$$q(x) = K \cdot \sigma(t) \cdot s,$$

где:  $K = \text{const}$  – коэффициент преобразования.

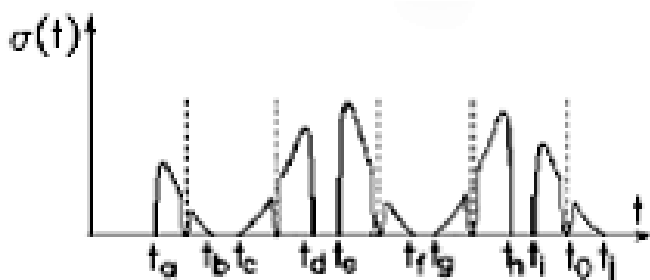


**Рисунок 85. Зависимость амплитуды акустической волны от энергии импульса для протонных (1, 2), электронных (3) и лазерных (4) пучков в воде [38]**

В работе R.M. White [51] впервые было показано, что при воздействии импульсного электронного пучка на твердое тело в нем формируются акустические волны. Терморadiационный эффект использовался для измерения распределения энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении [1; 6; 7]. Пьезодатчик при этом был расположен не с тыльной стороны мишени (по оси пучка) а с боковой, перпендикулярно оси электронного пучка. На рисунке 86 изображен проволочный дозиметр для измерения характеристик электронных пучков [7]. На рисунке 87 показаны результаты измерения.

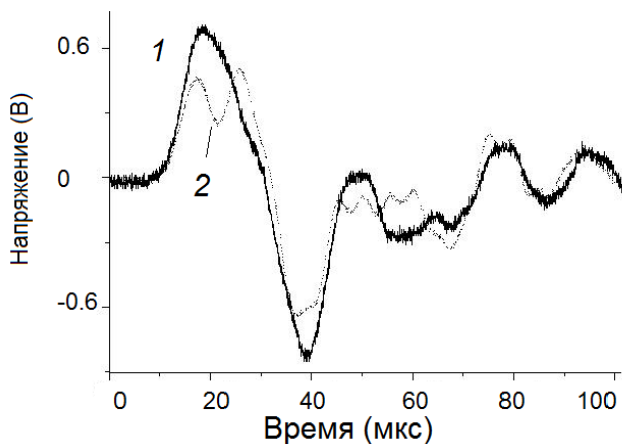


**Рисунок 86. Дозиметр с рабочим телом в виде плоского меандра**



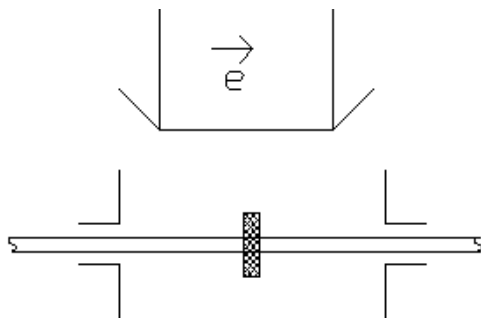
**Рисунок 87. Типичный выходной сигнал  $\sigma(t)$ , который пропорционален распределению поглощенной энергии в прямолинейных секциях дозиметра**

Выполненные исследования показали, что разрешающая способность терморadiационной диагностики при исследовании распределения энергии импульсного электронного пучка (450 кэВ, 6 кА, 50 нс) в поперечном сечении составляет 3–5 мм [38]. На рисунке 88 показаны осциллограммы с пьезоэлектрического преобразователя при разном распределении плотности энергии пучка по сечению.



**Рисунок 88. Осциллограммы с пьезодатчика для разных профилей пучка: 1 – дозиметр открыт; 2 – дозиметр закрыт на середине**

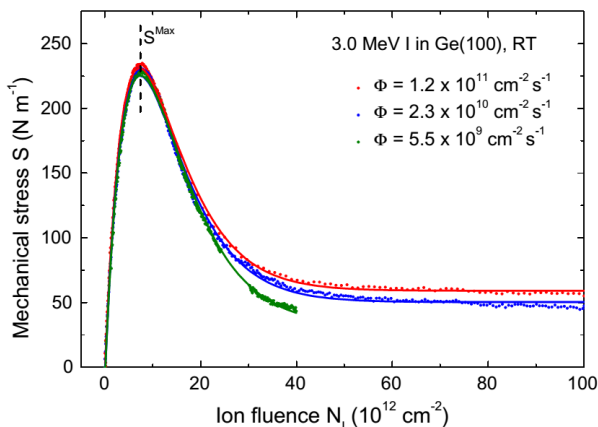
Изменение профиля пучка выполнено экранированием центральной части проволочного дозиметра (см. рисунок 89). Размер экрана 10 мм.



**Рисунок 89. Схема экранирования проволочного дозиметра**

Аналогично электронному пучку, при поглощении ионного пучка в мишени в результате терморadiационного эффекта формируются акустические волны. Для изучения процессов формирования волн сжатия и процессов релаксации в полупроводниках образцы кристаллического и аморфного германия были облучены непрерывным пучком ионов йода с энергией 3 МэВ при разной мощности флюенса [49]. Напряжения в образце под воздействием ионного пучка регистрировали методом лазерного отражения. Выполненные исследования показали,

что механические напряжения в германии формируются в результате образования точечных дефектов даже при низком флюенсе ионного пучка. Результаты измерения механических напряжений, формируемых в германии при облучении ионным пучком, приведены на рисунке 90. Исследования выполнены при комнатной температуре образцов.



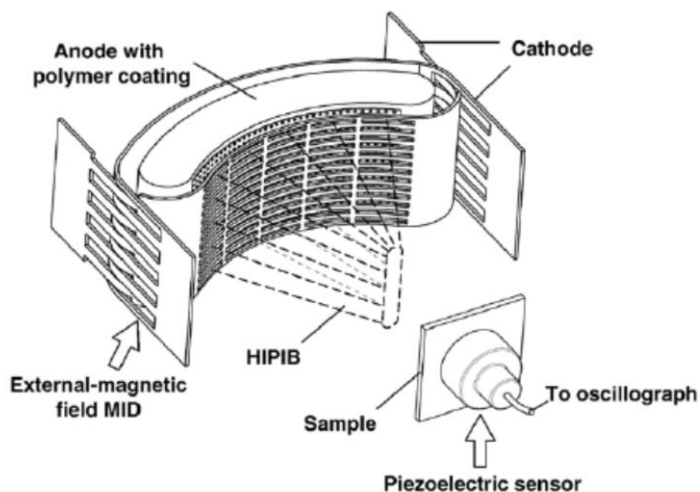
**Рисунок 90. Зависимость механических напряжений в германиевом образце от флюенса пучка ионов йода с энергией 3 МэВ при разной мощности флюенса  $\Phi$**

Несмотря на увеличение мощности флюенса ионов в 100 раз, зависимость механических напряжений в образце от флюенса изменилась незначительно. Для всех значений мощности флюенса при низких потоках наблюдался резкий рост механических напряжений с ростом флюенса, затем при флюенсе  $7.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  механические напряжения достигали максимальной величины и далее уменьшались.

В работе [26] представлены результаты моделирования генерации акустических волн, формируемых при образовании центров новых фаз в твердом теле при ионной имплантации. Представлен метод оптико-акустической диагностики формирования и развития областей новых фаз.

В работе [30] представлены результаты исследования формирования акустических волн в образцах из алюминия и титана при воздействии мощных ионных пучков. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-6 [57] при работе в одноимпульсном режиме (350 кВ, 75 нс, плотность ионного тока 200 и 350 А/см<sup>2</sup>). Акустические волны

регистрировали с помощью пьезодатчика (PZT piezoelectric sensor).  
 Схема измерения показана на рисунке 91.



**Рисунок 91. Схема формирования и измерения акустических волн [46]**

Пьезоэлектрический преобразователь диаметром 10 мм формировал электрический сигнал при прохождении волн сжатия. Величина механических напряжений равна:

$$\sigma = \frac{U \varepsilon \varepsilon_0 A}{d_{33} h S}$$

где:  $U$  – напряжение на электродах пьезодатчика,

$\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость материала пьезодатчика,

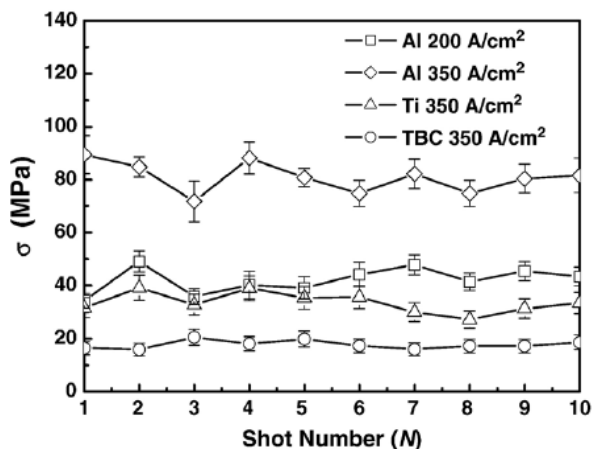
$\varepsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость,

$A$  и  $h$  – площадь и толщина пьезодатчика,  $d_{33}$  – пьезомодуль.

Для используемого в работе [46] пьезодатчика ( $d_{33}=320 \cdot 10^{-12}$  Кл/Н,  $\varepsilon=1500$ ,  $h=0.21$  мм)  $\sigma \approx 2 \cdot 10^5 \cdot U$ , Па.

Измеренные осциллограммы соответствуют процессу нагрузки и разгрузки в виде периодических колебаний, в которых амплитуда первого отрицательного импульса соответствует максимальной

величине механических напряжений. На рисунке 92 приведены результаты измерения давления в серии импульсов для трех разных материалов.

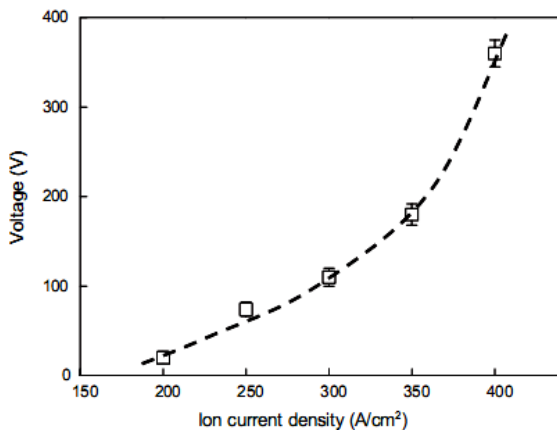


**Рисунок 92. Изменение в серии импульсов амплитуды волн сжатия в образцах из Al, Ti и образцах с покрытием ( $ZrO_2-8\%Y_2O_3$ )**

Давление акустических волн в алюминиевом образце при плотности ионного тока  $200 \text{ A/cm}^2$  равнялось давлению в титановом образце при плотности ионного тока  $350 \text{ A/cm}^2$ , что связано с разной температурой плавления.

В работе [58] приведены результаты измерения амплитуды волн сжатия в титановых образцах при облучении МИП с плотностью ионного тока  $400 \text{ A/cm}^2$ , длительностью импульса  $150 \text{ ns}$  и ускоряющем напряжении  $350 \text{ kV}$ . Эксперименты выполнены на ускорителе ТЕМП-6 при давлении в диодной камере  $0.01 \text{ Pa}$  и комнатной температуре. Для измерения механических напряжений использовали пьезодатчик (lead-zirconate-titanate PZT piezoelectric sensor) диаметром  $10 \text{ mm}$  и толщиной  $0.21 \text{ mm}$ . Титановые образцы ( $0.4\%$  примесей) квадратного сечения  $18 \times 18 \text{ mm}^2$  и толщиной  $3 \text{ mm}$  с обеих сторон были отполированы. Зависимость амплитуды волны сжатия от плотности ионного тока показана на рисунке 93.





**Рисунок 93. Зависимость амплитуды волны сжатия от плотности ионного тока [47]**

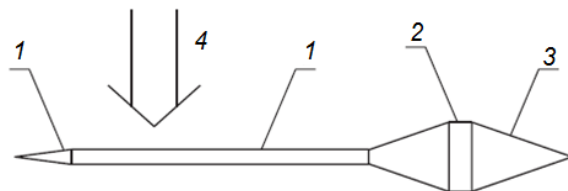
При увеличении плотности ионного тока в диапазоне 200–300 А/см<sup>2</sup> давление увеличивалось нелинейно от нескольких МПа до 70–80 МПа. Но используемая геометрия регистрации акустических волн не позволяет контролировать распределение плотности энергии МИП по сечению пучка.

В монографии [4] представлены результаты исследования тепловых и ударно-волновых процессов при поглощении ионного пучка в стальной мишени. Исследования проводились на ускорителе «ВЕРА» (660 кэВ, 110 нс, протонно-углеродный пучок) с помощью пьезодатчика, установленного с тыльной стороны мишени. Но используемая геометрия регистрации акустических волн тоже не позволяет контролировать распределение плотности энергии МИП по сечению пучка. Кроме того, нет данных по калибровке пьезодатчика, что не позволяет сопоставить полученные результаты с данными моделирования, определить диапазон измерения плотности энергии и давления в области поглощения МИП.

### **3.2. Калибровка акустической диагностики**

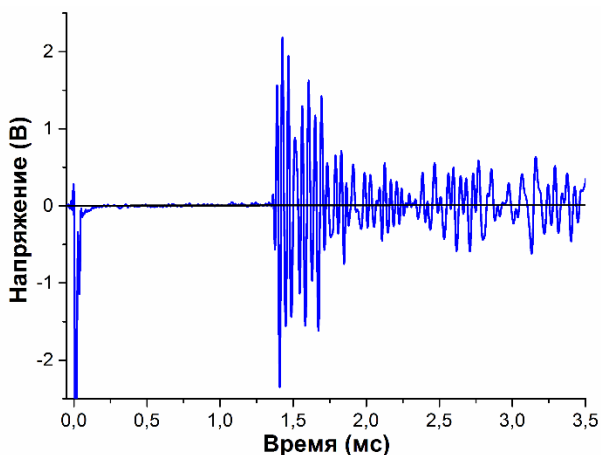
Для измерения плотности энергии МИП с помощью акустической диагностики мы провели ее калибровку с помощью тепловизионной диагностики. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-4М в режиме формирования сдвоенных импульсов – первый (плазмообразующий) отрицательный (400–500 ns, 100–200 kV) и второй (генерирующий) положительный (150 ns, 200–250 kV).

Плотность энергии пучка  $0.5\text{--}5 \text{ Дж/см}^2$ . При калибровке в фокусе диода помещали мишень перпендикулярно движению ионов. В качестве мишени использовали медный провод прямоугольного сечения  $2\times 7 \text{ мм}$  и длиной 5 метров. На одном конце провода закреплен пьезоэлектрический преобразователь (пьезодатчик), другой конец имеет конусообразную форму для поглощения колебаний. Схема облучения и регистрации акустических волн приведена на рисунке 94.

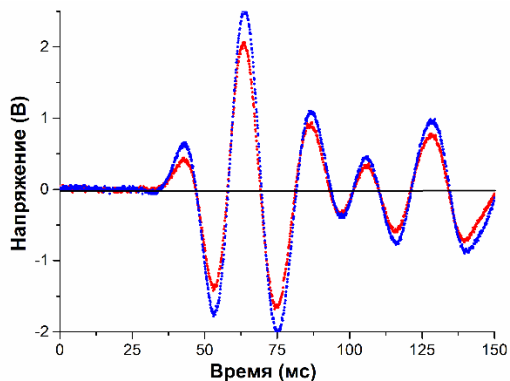


**Рисунок 94. Схема регистрации акустических волн, формируемых МИП. 1 – мишень (провод), 2 – пьезодатчик, 3 – гасящие конуса, 4 – МИП**

На рисунках 95 и 96 показаны характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика.



**Рисунок 95. Осциллограмма сигнала с пьезодатчика**



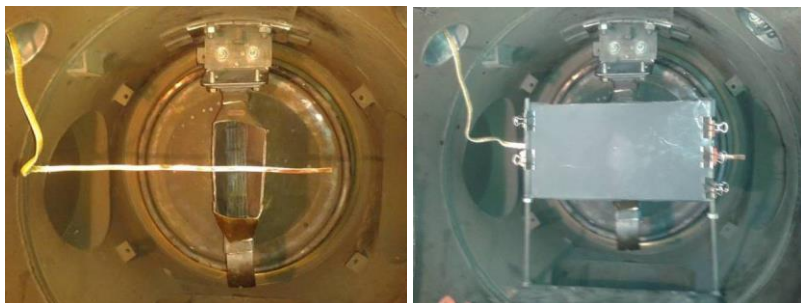
**Рисунок 96. Осциллограммы сигнала с пьезодатчика с высоким временным разрешением, 2 импульса**

При генерации МИП формируются электромагнитные помехи (при  $t = 0$ , см. рис. 95), превышающие сигнал с пьезодатчика. Для снижения уровня помех пьезодатчик располагали в пультровой комнате и использовали в качестве мишени медный провод длиной 5 метров, один конец которого находился в камере ускорителя, а другой вместе с пьезодатчиком – в пультровой комнате. С целью уменьшения электромагнитных помех, вызванных увеличением потенциала мишени при попадании на нее ионов, медный провод заземляли. Задержка акустической волны при распространении в проводе составляет 1.36 мс (скорость акустических волн в меди 3680 м/с), что позволяет регистрировать сигнал с пьезодатчика после прохождения электромагнитных помех, см. рисунок 95.

В используемом диагностическом стенде акустические волны, возникающие при поглощении МИП, распространяются по длинному волноводу (проводу) и регистрируются пьезодатчиком, удаленным от места генерации. Глубина пробега ионов, формируемых ускорителем ТЕМП-4М, в меди не превышает 3 мкм. Поэтому при поглощении МИП в медном проводе толщиной 2 мм формируются поперечные (по отношению к направлению распространения к пьезодатчику) акустические волны, которые трансформируются в продольную волну. Процессы трансформации поперечной волны в продольную, внутреннего отражения продольной волны при распространении вдоль волновода приводят к формированию характерной формы акустической волны в месте расположения пьезодатчика. Идет рост амплитуды волны для каждого последующего периода (см. рис. 96) и затем затухание.

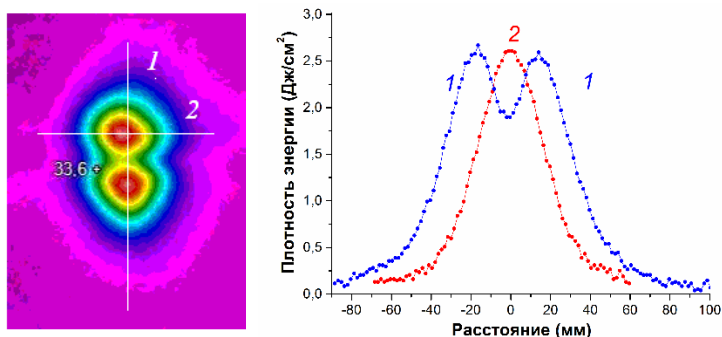
При постоянной энергии МИП в серии импульсов форма и амплитуда сигнала с пьезодатчика изменяются незначительно.

На первом этапе была выполнена калибровка акустической диагностики с использованием тепловизионной диагностики. На рисунке 97 показана схема калибровки.



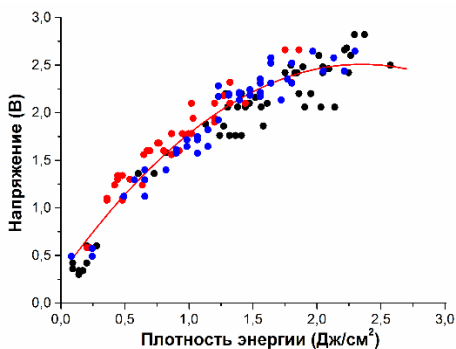
**Рисунок 97. Схема калибровки акустической диагностики МИП: стэнд только с акустической диагностикой (а) и с двумя диагностиками, акустической и тепловизионной (б)**

Мишень, на которой регистрировали термограмму пучка, располагали в фокусе диода непосредственно за медным проводом. На рисунке 98 показана характерная термограмма ионного пучка.



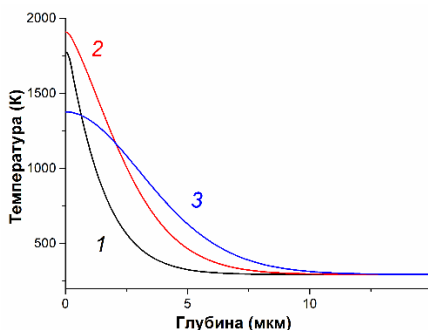
**Рисунок 98. Термограмма МИП за проводом и распределение плотности энергии в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях**

На рисунке 99 показана калибровочная зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика (амплитуда второй положительной полуволны, см. рис. 96) от плотности энергии МИП.



**Рисунок 99. Зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности энергии МИП**

Характерной особенностью полученной калибровочной зависимости является стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика при плотности энергии МИП более 2 Дж/см<sup>2</sup>. Для выяснения причины отклонения калибровочного графика от линейной зависимости мы выполнили математическое моделирование поглощения МИП [45]. На рисунке 100 приведены результаты моделирования распределения температуры по глубине медной мишени в разные моменты времени поглощения пучка ионов углерода с энергией 200 кэВ.



**Рисунок 100. Распределение температуры по глубине медной мишени через 50 нс (1), 75 нс (2) и 100 нс (3) после начала облучения**

Моделирование выполнено по программе Comsol Multiphysics. Длительность импульса 100 нс, форма импульса – гаусиана, плотность энергии МИП 2 Дж/см<sup>2</sup>, расчет выполнен без учета фазовых превращений. Моделирование поглощения пучка ионов углерода в медной мишени показало, что при плотности энергии пучка более 1.5 Дж/см<sup>2</sup> начинается плавление поверхностного слоя (температура плавления Cu 1356 К). Этот процесс ограничивает диапазон измерения плотности энергии МИП с помощью акустической диагностики. Использование в качестве мишени провода из более тугоплавкого металла (железа) не позволяет расширить диапазон измерения, так как из-за низкой теплопроводности плавление приповерхностного слоя облучаемой мишени происходит при плотности энергии МИП 1–1.5 Дж/см<sup>2</sup>.

### 3.3. Калибровка методом падающей массы

Для расчета давления в области генерации акустических волн по амплитуде сигнала, поступающего с пьезодатчика, необходимо знать чувствительность датчика. Количественно пьезоэффект характеризуют пьезомодулем  $d$ :

$$d = \frac{q}{F} = \frac{C \cdot U(t)}{F(t)}$$

где:  $q$  – возникающий в пьезодатчике заряд,

$F$  – модуль деформирующей силы,

$C$  – емкость пьезодатчика,

$U(t)$  – регистрируемая разность потенциалов на электродах пьезодатчика.

Тогда сила, действующая на пьезодатчик, связана с регистрируемым напряжением соотношением:

$$F(t) = \frac{C \cdot U(t)}{d} = kU(t),$$

где:  $k$  – коэффициент чувствительности пьезодатчика, Ньютон/В.

Для калибровки мы использовали метод падающей массы [50]. Схема калибровки показана на рисунке 101.

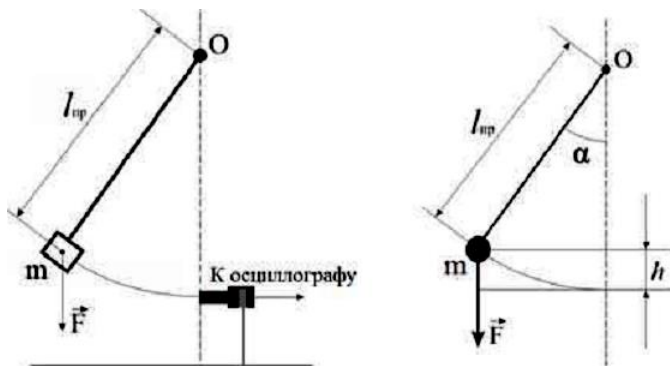


Рисунок 101. Схема калибровки акустической диагностики

Коэффициент чувствительности пьезодатчика равен:

$$k = \frac{F(t)}{U(t)} = \frac{a \cdot m}{U(t)} = \frac{m \cdot \Delta v}{U(t) \cdot \Delta t} \quad (3.1)$$

где:  $a$  – ускорение,  
 $m$  – масса груза,

$\Delta v$  – изменение скорости груза за время  $\Delta t$ .

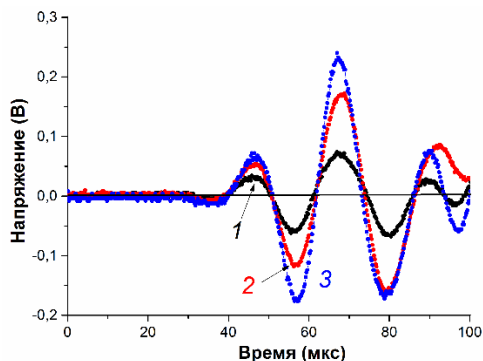
При калибровке пьезодатчика подвешенный на нити груз падает с высоты  $h$ , ударяясь о плоскость торца датчика. Скорость груза при этом меняется от максимальной до нуля и изменение скорости в соотношении (3.1) равно скорости груза в нижней точке. Ее можно определить из закона сохранения энергии. Тогда из соотношения (3.1) получим:

$$k = \frac{m \cdot \sqrt{2gh}}{U(t) \cdot \Delta t}$$

В общем случае, при изменении силы, действующей на пьезодатчик (и соответственно регистрируемого напряжения):

$$k = \frac{m \cdot \sqrt{2gh}}{\int U(t) dt}; \quad [k] = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{В} \cdot \text{сек}^2} = \frac{\text{ньютон}}{\text{В}}$$

На рисунке 102 показаны характерные сигналы с пьезодатчика, полученные при калибровке методом падающей массы.



**Рисунок 102. Сигнал с пьезодатчика при калибровке грузом массой 50 г при подъеме груза на 12 мм (1), 50 мм (2) и 80 мм (3)**

Мы проводили калибровку акустической диагностики с проводом длиной 5 метров, как и при облучении ионным пучком. Это позволило учесть ослабление акустической волны при распространении по медному проводу. На противоположном от пьезодатчика конце медного провода был закреплен медный конус, вершина которого соединена с проводом, а по основанию ударял груз. Значение коэффициента чувствительности пьезодатчика для серии из 10 измерений составило  $44 \pm 7$  кН/В. При калибровке мы рассчитывали интеграл второй положительной полуволны сигнала, поступающего с пьезодатчика, как и при получении калибровочной зависимости амплитуды сигнала с пьезодатчика, от плотности энергии МИП, см. рисунок 99.

### 3.4. Измерение давления в мишени

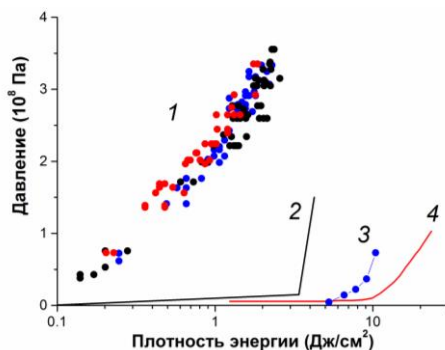
При поглощении МИП в мишени возникает область повышенного давления, которая формирует акустические колебания. Величина давления равна (см. соотношение 3.1):

$$P(t) = \frac{F(t)}{S} = \frac{kU(t)}{S} = 1.3 \cdot 10^8 U(t), \quad \text{Па} \quad (3.2)$$

где:  $S$  – площадь облучения медного провода ионным пучком, равная  $7 \text{ мм} \times 50 \text{ мм}$ ,  $k = 44 \text{ кН/В}$ .



На рисунке 103 показаны расчетные по соотношению (3.2) и по данным рисунка 99 значения максимального давления в медной мишени в области поглощения МИП.

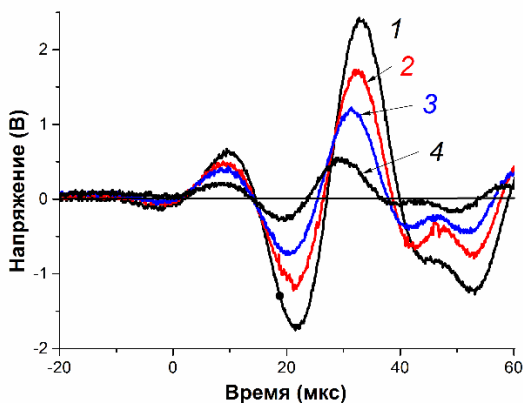


**Рисунок 103. Зависимость максимального давления в области поглощения МИП от плотности энергии (1). Кривые 2–4 – данные работ [51; 47; [48] соответственно**

Полученные значения давления в области поглощения МИП значительно превышают данные математического моделирования, приведенные в монографии В.И. Бойко и др. [48]. Ионный пучок (660 кВ, 120 нс), содержащий ионы углерода (40 %) и протоны, при плотности мощности до 67.5 МВт/см<sup>2</sup> (3.4 Дж/см<sup>2</sup> для приведенных в работе осциллограмм) формирует в алюминиевой мишени акустические волны за счет термоупругого механизма генерации. Давление в области поглощения МИП пропорционально плотности мощности пучка (или плотности энергии, так как длительность импульса не меняется), см. рисунок 103, кривая 2, коэффициент пропорциональности равен 0.2 (Па·см<sup>2</sup>)/Вт или 4.4 (МПа·см<sup>2</sup>)/Дж. При дальнейшем увеличении плотности энергии начинается абляция материала мишени, что приводит к резкому росту давления (см. рис. 103, кривая 2) за счет абляционного механизма формирования ударных волн отдачи. На рисунке 103 (см. кривую 3) показаны также экспериментальные результаты измерения давления в титановой мишени при облучении протонным импульсным пучком (ускоряющее напряжение 350 кВ, плотность ионного тока 200–400 А/см<sup>2</sup>, длительность импульса 150 нс) [58]. В работе [29] экспериментально получено, что абляция титановой мишени при облучении мощным ионным пучком (400 keV, 0.5 μs, протоны) происходит при плотности энергии выше 5 Дж/см<sup>2</sup>, что соответствует данным работы [29],

см. кривую 3. Давление, формируемое в медной мишени при облучении МИП (ускоряющее напряжение 660 кэВ, длительность импульса 120 нс) показано на рисунке 103, кривая 4 [4].

Для наших экспериментальных данных в области линейной зависимости давления от плотности энергии МИП (см. рис. 103, кривая 1) коэффициент пропорциональности равен 200 (МПа·см<sup>2</sup>)/Дж. Полученное расхождение экспериментальных данных и результатов моделирования может быть связано с наличием значительной доли низкоэнергетической нейтральной компоненты в пучке, формируемом ускорителем ТЕМП-4М. Перераспределение поглощенной энергии в менее глубокие поверхностные слои мишени определяет формирование плазменного факела при более низкой плотности мощности и, следовательно, более раннее «включение» абляционного механизма [4]. Реализацию абляционного механизма генерации акустических волн подтверждает увеличение длины акустической волны с ростом плотности энергии МИП, см. рисунок 104.



**Рисунок 104.** Сигнал с пьезодатчика при облучении ионным пучком с плотностью энергии 2.1 (1), 1.0 (2), 0.55 (3) и 0.25 Дж/см<sup>2</sup> (4)

При калибровке длина акустических волн не зависела от высоты поднятия груза, см. рисунок 102. В работе [3] показано, что абляция материала и образование плазменного факела приводит к значительному увеличению длительности акустического сигнала. При работе ионного диода в двухимпульсном режиме плотность энергии, измеренная по тепловизионной методике, превышает в 2–3 раза значения, рассчитанные по осциллограммам ускоряющего напряжения и плотности ионного тока [32].

На рисунке 105 представлены результаты регистрации абляционной плазмы высокоскоростной видеокамерой, межкадровый интервал 33.5 мкс.



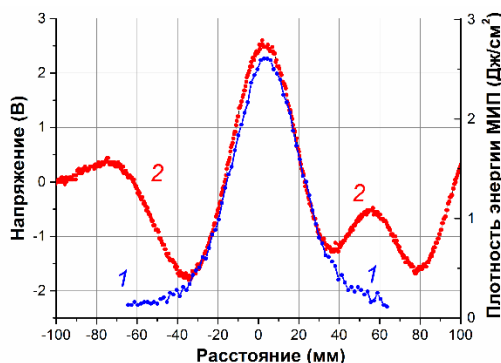
*Рисунок 105. Динамика абляционной плазмы*

Наблюдалось формирование локальной плазменной области, которая двигалась со скоростью 40 м/с от поверхности мишени. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-6 при работе с ионным диодом в режиме магнитной самоизоляции. Плотность энергии МИП 5–6 Дж/см<sup>2</sup>, длительность импульса 120 нс.

### **3.5. Измерение распределения плотности энергии МИП**

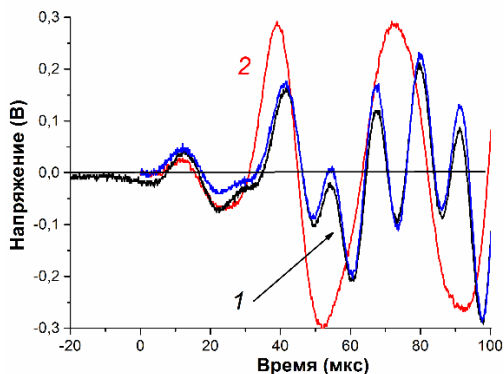
Длительность энергетического воздействия МИП на мишень меньше периода акустической волны в ней, поэтому амплитуда акустического сигнала прямо пропорциональна плотности энергии и терморadiационный эффект позволяет измерять не только плотность энергии но и распределение плотности энергии по сечению МИП. Глубина пробега ионов (2–3 мкм) и соответствующая область повышенного давления значительно меньше толщины мишени. За время действия ионного пучка (150 нс) размер области повышенного давления за счет распространения акустической волны в меди со скоростью 3680 м/с увеличивается не более, чем на 0.5 мм. Поэтому при поглощении МИП в медном проводе толщиной 2 мм формируется тонкая локальная область повышенного давления, продольный размер которой определяется сечением ионного пучка, а поперечный – глубиной пробега ионов, распространением теплового фронта и акустической волны в течение облучения. В результате формируются поперечные (по отношению к направлению распространения в пьезодатчику) стоячие акустические волны. Они являются источником акустических волн, распространяющихся по направлению к пьезодатчику. Используемая геометрия облучения мишени и распространения

акустических волн (см. рис. 94) позволяет регистрировать распределение плотности энергии МИП в поперечном сечении. На рисунке 106 показано, что форма акустической волны совпадает с распределением плотности энергии МИП в поперечном сечении (кривая 2 рис. 98).



**Рисунок 106. Распределение плотности энергии МИП в горизонтальном сечении, полученное с помощью тепловизионной (1) и акустической (2) диагностик**

При перекрытии экраном части медного провода в области воздействия ионного пучка форма акустической волны изменяется в соответствии с распределением плотности энергии МИП.



**Рисунок 107. Сигнал с пьезодатчика, два импульса. Часть шинки закрыта изолентой**

Разрешающая способность акустической диагностики конечно значительно хуже, чем тепловизионной диагностики, но она позволяет измерить распределение плотности энергии при высокой частоте следования импульсов МИП.

### 3.6. Заключение

Выполненные исследования показали, что акустическая диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаватной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять плотность энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени при высокой частоте следования импульсов. Чувствительность типового пьезодатчика обеспечивает регистрацию МИП за один импульс при плотности энергии выше  $0.5 \text{ Дж/см}^2$ . Тестирование диагностики показало, что при плотности энергии более  $2 \text{ Дж/см}^2$  происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени. Разработанная акустическая диагностика была применена для статистического анализа генерации мощного ионного пучка, формируемого ионным диодом с самоизоляцией. Получено, что две независимые методики (акустическая и тепловизионная) дают близкие значения стандартной девиации в серии импульсов [20]. Характер зависимости плотности энергии ионного пучка от полного заряда в диоде (интеграл полного тока) соответствует корреляции амплитуды сигнала с пьезодатчика от полного заряда в диоде [43].

Выполнена калибровка диагностического стенда методом падающей массы и определена зависимость давления в мишени (в области поглощения ионного пучка) от плотности энергии. Получено, что в области линейной зависимости давления от плотности энергии коэффициент пропорциональности равен  $200 \text{ (МПа}\cdot\text{см}^2)/\text{Дж}$ , что значительно превышает данные математического моделирования. Полученное расхождение экспериментальных данных и результатов моделирования может быть связано с наличием значительной доли низкоэнергетической нейтральной компоненты в пучке, формируемом ускорителем ТЕМП-4М в двухимпульсном режиме [47]. Это приводит к резкому увеличению энерговыделения в приповерхностной области мишени и абляции материала при низкой плотности энергии.

Акустическая диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов. Время измерения не превышает  $0.1 \text{ с}$ , поэтому ее можно использовать для быстрой оценки плотности энергии МИП и при автоматизации обработки деталей с контролем параметров облучения на каждом импульсе при частоте следования до  $10^3 \text{ имп/с}$ .

## ГЛАВА 4.

### ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ДИАГНОСТИКА ИОННОГО ПУЧКА

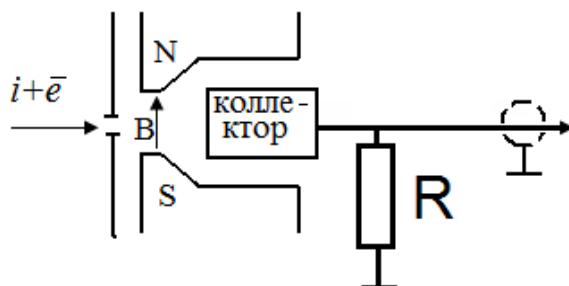
Состав МИП определяет глубину модифицированного слоя обрабатываемого изделия и величину удельного энерговыделения. Поэтому в процессе оптимизации режима обработки изделия важно контролировать состав и количественное соотношение ионов в пучке. В металлах и сплавах при пробеге ионов в мишени менее 0.3 мкм тепловой фронт распространяется к концу импульса на глубину 2 мкм (см. раздел 2.8.1). Поэтому для металлических изделий состав ионного пучка не так важен, как глубина распространения теплового фронта. Но для исследования работы ионного диода, определения усиления плотности ионного тока по сравнению с одномерным соотношением *Чайлда-Ленгмюра* [40], важно знать состав формируемого ионного пучка.

Детальную информацию о составе пучка, энергетическом разбросе групп ионов можно получить с использованием спектрометра Томсона с трековой диагностикой на основе пластинок [14]. Однако обработка регистрирующих пластин требует много времени и не позволяет оперативно контролировать параметры пучка. Состав определяют также времяпролетным методом с использованием двух измерителей ионного тока, установленных на разном расстоянии от диода [14]. Использование быстродействующего цилиндра Фарадея и широкополосного осциллографа позволяет оперативно контролировать ионный пучок с использованием только одного датчика, установленного на достаточном расстоянии от диода.

Для эффективной транспортировки и фокусировки мощного ионного пучка необходимо обеспечить его зарядовую компенсацию электронами. В противном случае в результате кулоновского расталкивания МИП будет рассыпаться. Но при измерении плотности ионного тока с помощью цилиндра Фарадея необходимо удалить тепловые электроны из МИП. Для этой цели используют поперечное магнитное поле (КЦФ с магнитной отсечкой) или электрическое поле (КЦФ с электрическим смещением). В данной главе представлен сравнительный анализ методик контроля параметров ионного пучка с помощью КЦФ с магнитной отсечкой и КЦФ с электрическим смещением, а также экспериментальные данные измерения состава МИП с использованием КЦФ с магнитной отсечкой.

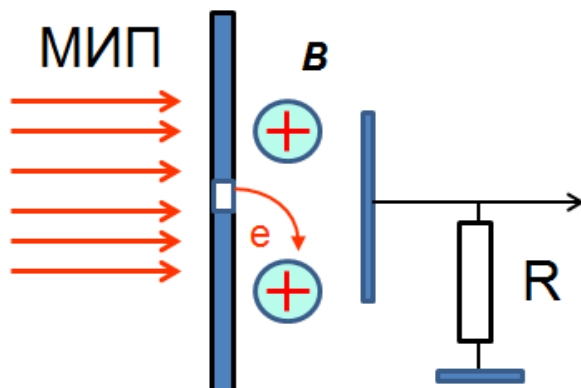
#### 4.1. Цилиндр Фарадея с магнитной отсечкой электронов

Коллимированный цилиндр Фарадея предназначен для измерения плотности ионного тока. Он представляет собой коллектор для сбора заряда, соединенный с сопротивлением, и коллимирующее отверстие определенного диаметра, в которое проникает исследуемый пучок частиц и попадает на коллектор. На рисунке 108 представлено схематическое изображение конструкции КЦФ.



*Рисунок 108. Конструкция КЦФ с поперечным магнитным полем*

Низкоэнергетичные электроны, компенсирующие заряд ионов пучка, в магнитном поле отклоняются под действием силы Лоренца и не попадают на коллектор КЦФ, см. рисунок 109.



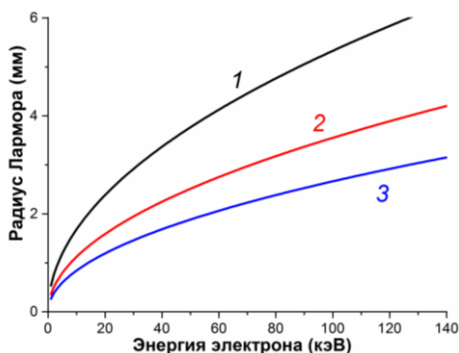
*Рисунок 109. Схема движения электронов в КЦФ с магнитной отсечкой*

Радиус движения электронов в магнитном поле (радиус Лармора) равен:

$$R_L = \frac{m \cdot v}{e \cdot B} = \frac{\sqrt{2mE}}{e \cdot B}$$

где: E – кинетическая энергия электрона

На рисунке 110 показана зависимость радиуса Лармора от энергии электрона. Энергия электронов, компенсирующих заряд ионов в МИП, не превышает 10 кэВ и магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами (0.2–0.3 Тл) достаточно для предотвращения попадания электронов на коллектор даже при небольших размерах КЦФ.



**Рисунок 110. Зависимость радиуса Лармора от энергии электрона при магнитной индукции 0.2 (1), 0.3 (2) и 0.4 (3) Тл**

Мощный ионный пучок, заряд ионов в котором компенсирован электронами, представляет собой плазменный объект, который эффективно подавляет проникновение магнитного поля в его объем. При частоте электромагнитного излучения, значительно ниже частоты ленгмюровских колебаний ( $\omega \ll \omega_{pe}$ ), магнитное поле проникает в плазму на глубину скин-слоя, величина которого равна [13]:

$$\lambda_e = \frac{c}{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega^2}} = \frac{c}{\omega_{pe}}$$

где: c – скорость света,

$\omega_p$  – частота ленгмюровских колебаний.



Численное значение плазменной, или ленгмюровской, частоты можно определить по соотношению  $\omega_p = 5.64 \cdot 10^4 \cdot (n_e)^{0.5}$ , Гц при  $n_e$  в  $\text{см}^{-3}$ . Тогда толщина скин-слоя (расстояние, на котором индукция магнитного поля снижается в 2.7 раз) равна:

$$\lambda_e = \frac{5.3 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e}}, \text{ см}$$

Для МИП с однократно ионизованными ионами при полной зарядовой нейтрализации  $n_e = n_i$ . Концентрация ионов в МИП равна:

$$n_i = \frac{j}{z \cdot v_i} \quad (4.1)$$

где:  $z$  – заряд ионов,

$n_i$  – концентрация ионов,

$v_i$  – скорость ионов.

Скорость ионов в области транспортировки МИП (после ускорения в А-К зазоре) можно определить из соотношения:

$$v_i = \sqrt{\frac{2Uz}{m_i}} \quad (4.2)$$

Если МИП состоит из ионов углерода  $C^+$ , то из уравнений (4.1) и (4.2) можно получить соотношение для концентрации ионов:

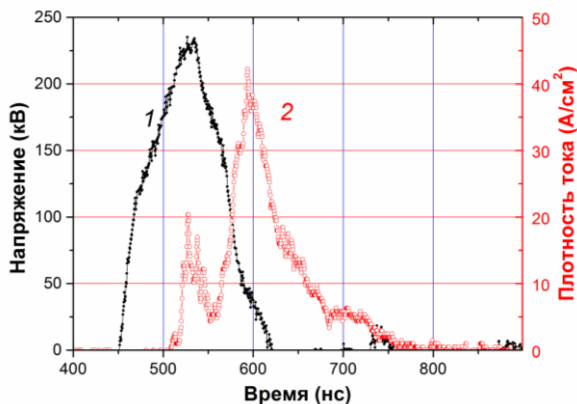
$$n_i = 0.156 \cdot 10^{14} \frac{j}{\sqrt{U}}, \text{ см}^{-3} \quad (4.3)$$

при ускоряющем напряжении в вольтах и плотности ионного тока в  $\text{А/см}^2$ . Тогда толщина скин-слоя ионного пучка равна:

$$\lambda_e = 1.34 \frac{U^{1/4}}{\sqrt{j}}, \text{ мм}$$

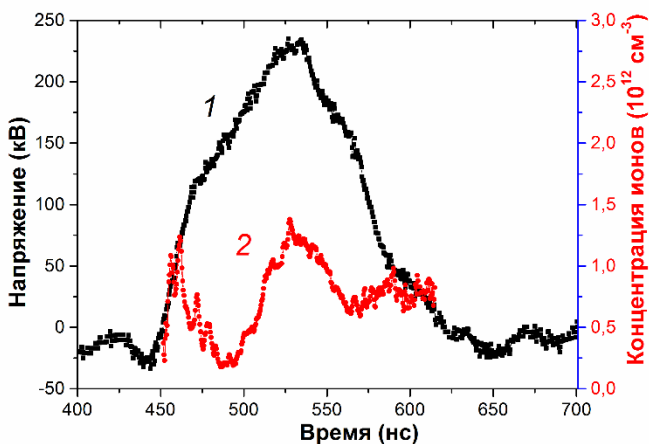
также при ускоряющем напряжении в вольтах и плотности ионного тока в  $\text{А/см}^2$ .

Типичные осциллограммы, характеризующие работу диодного узла с плоским полосковым диодом при генерации МИП приведены на рисунке 111. Расстояние до КЦФ 11 см, А-К зазор 8.5 мм.



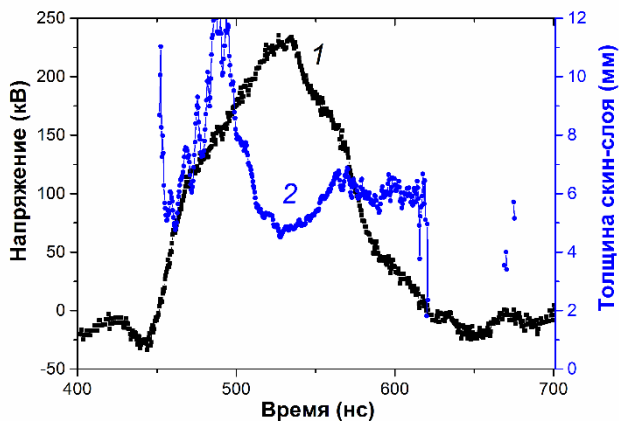
**Рисунок 111. Осциллограммы ускоряющего напряжения, второй импульс (1) и плотности ионного тока (2)**

На рисунке 112 приведены результаты расчета изменения концентрации ионов при генерации МИП (для данных рис. 111).



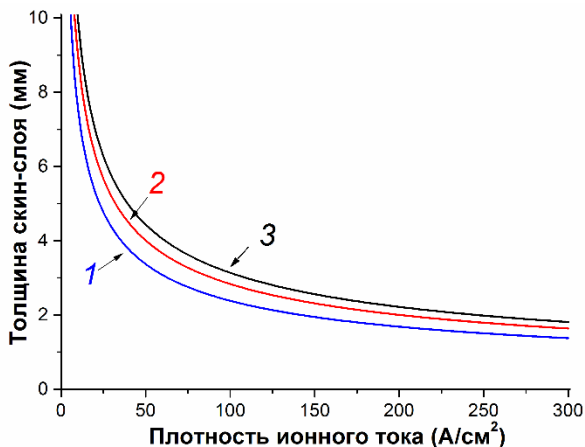
**Рисунок 112. Изменение ускоряющего напряжения (1) и концентрации ионов (2) при генерации МИП**

На рисунке 113 приведены результаты расчета изменения скин-слоя при генерации МИП (для данных рис. 111).



**Рисунок 113.** Изменение толщины скин-слоя при генерации МИП

На рисунке 114 приведены результаты моделирования толщины скин-слоя для типичных параметров МИП.

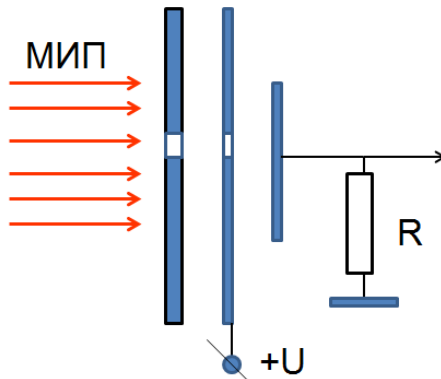


**Рисунок 114.** Зависимость толщины скин-слоя МИП от плотности ионного тока при ускоряющем напряжении 100 кВ (1), 200 кВ (2) и 300 кВ (3)

Выполненные исследования показали, что величина скин-слоя нейтрализованного тепловыми электронами ионного пучка, формируемого ускорителем ТЕМП-4М, составляет 2–4 мм. Поэтому диаметр коллимирующих отверстий в цилиндре Фарадея с магнитной отсечкой может составлять 4–8 мм для эффективного удаления электронов.

#### 4.2. Цилиндр Фарадея с электрическим смещением

Для удаления низкоэнергетичных электронов из ионного пучка используют также электрическое поле в КЦФ. В нем есть дополнительная металлическая пластина с коллимирующим отверстием, на которую подается напряжение 300–500 В. Полярность напряжения может быть любой. На рисунке 115 показана схема КЦФ с электрическим смещением.



*Рисунок 115. Конструкция КЦФ с электрическим смещением*

Мощный ионный пучок, заряд ионов в котором компенсирован электронами, представляет собой плазменный объект, который эффективно подавляет проникновение электрического поля в его объем. Расстояние, на которое распространяется действие электрического поля в плазме, определяется дебаевским радиусом, который равен [56]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot k \cdot T}{n_e \cdot e^2}}$$

где:  $\varepsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость,

$k$  – постоянная Больцмана,

$e$  – заряд электрона,

$n_e$  – концентрация тепловых электронов в МИП.

Для МИП с однократно ионизованными ионами при полной зарядовой нейтрализации  $n_e = n_i$ . Тогда радиус Дебая с учетом соотношения (4.3) равен:

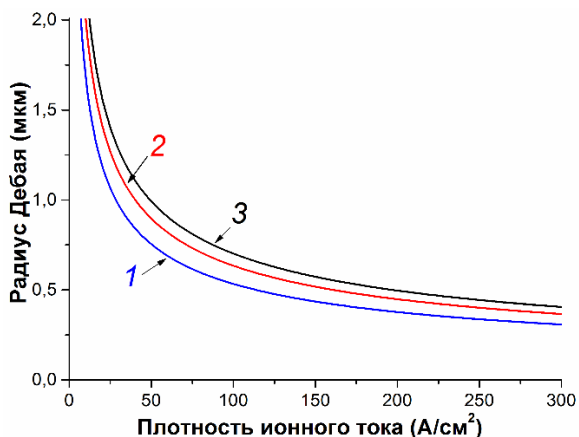
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T \cdot e \cdot \sqrt{2U} \cdot e}{e^2 \cdot j \cdot \sqrt{m_i}}} = \sqrt{\frac{\sqrt{2} \cdot \varepsilon_0 k T}{\sqrt{e \cdot m_i}}} \cdot \frac{U^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{j}}$$

Радиус Дебая для МИП, состоящего из ионов  $C^+$  равен:

$$\lambda_D = 0.3 \frac{U^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{j}}, \text{ мкм}$$

при ускоряющем напряжении в вольтах и плотности ионного тока в  $A/cm^2$ .

На рисунке 116 приведены результаты расчета радиуса Дебая для типичных параметров МИП.



**Рисунок 116.** Расчетные значения радиуса Дебая для тепловых электронов МИП ( $T_e = 300$  К) при ускоряющем напряжении 100 (1), 200 (2) и 300 кВ (3)

При использовании цилиндра Фарадея с электрическим смещением диаметр МИП должен составлять несколько микрон, что при плотности ионного тока 30–150 А/см<sup>2</sup> и сопротивлении нагрузки 50 Ом обеспечивает очень слабый сигнал. Поэтому более перспективно использование ЦФ с магнитной отсечкой тепловых электронов.

### 4.3. Исследование состава ионного пучка

Для анализа состава ионного пучка, формируемого диодом с магнитной самоизоляции, используют явление пространственного разделения разных ионов по пути движения от диода до регистрирующего устройства – КЦФ. При ускорении в анод-катодном зазоре диода ионы разной массы и степени ионизации приобретают одинаковую энергию, но разную скорость. При этом предполагают, что в диоде ионы разных типов формируются синхронно в течение импульса ускоряющего напряжения, и на пути дрейфа их скорость не меняется. Плотность ионного пучка, формируемого ускорителем ТЕМП-4М, не превышает 10<sup>12</sup> см<sup>-3</sup> (см. рис. 112), поэтому вероятность их столкновения (и изменения скорости) в пространстве дрейфа низкая. Для каждого момента времени генерации ионного пучка по величине напряжения, приложенному к диоду (шаг 0.4 нс), рассчитывают плотность тока определенного типа ионов и величину задержки прихода этих ионов в КЦФ. Расчетные кривые сопоставляют с экспериментальными данными.

Задержка сигнала, вызванная движением ионов от диода до КЦФ, равна:

$$\Delta t = \frac{D}{v_i} \quad (4.4)$$

где:  $D$  – расстояние от КЦФ до диода.

При прохождении А-К промежутка диода ион приобретает кинетическую энергию, равную:

$$E = \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} = z \cdot U \quad (4.5)$$

Из соотношений (4.4) и (4.5) получим выражение для расчета задержки прихода ионов в КЦФ:

$$\Delta t = D \cdot \sqrt{\frac{m_i}{2z \cdot U}} \quad (4.6)$$

В режиме ограничения объемным зарядом, в нерелятивистском приближении, с учетом расширения плазменной эмиссионной поверхности и эффекта плазменного сжатия плотность ионного тока, протекающего в диоде, описывается соотношением [18]:

$$I_{ion}(t) = \frac{4K\varepsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{(d_0 - v \cdot t)^2} \quad (4.7)$$

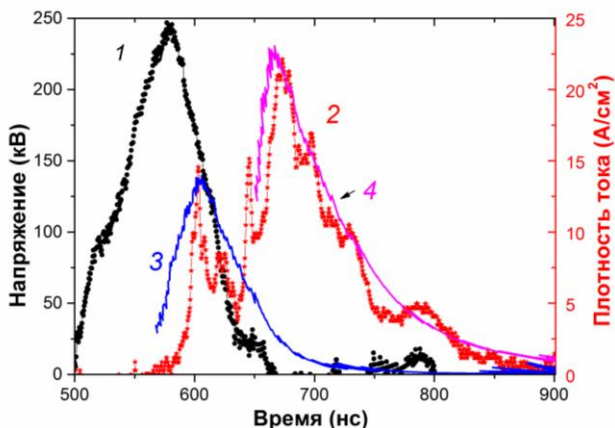
где:  $K$  – коэффициент усиления ионного тока.

Соотношения (4.6) и (4.7) использовали для моделирования профиля сигнала с КЦФ. Скорость расширения взрывоэмиссионной плазмы  $v$  определяли по импедансу диода по методике, изложенной в работе [17]. На рисунке 117 показана схема измерения состава МИП по времяпролетной диагностике.



**Рисунок 117. Схема измерения параметров МИП, формируемого плоским диодом**

На рисунке 118 приведены типичные осциллограммы ускоряющего напряжения (второй импульс) и плотности ионного тока, генерируемого плоским диодом. Расстояние до КЦФ 17 см.



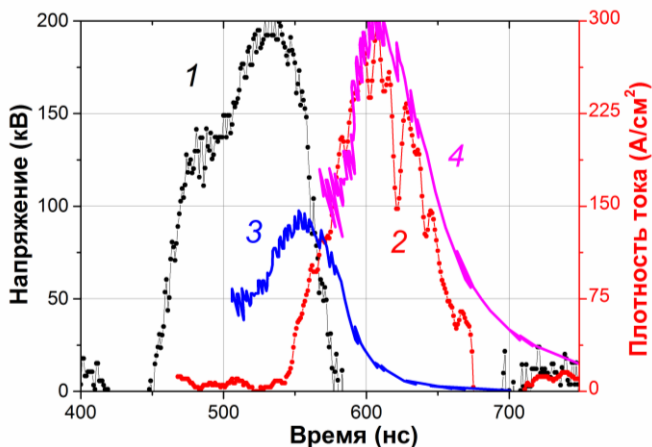
**Рисунок 118.** Осциллограммы напряжения (1) и плотности ионного тока (2, точки), формируемого плоским диодом. Кривая 3 – расчетная плотность тока протонов, кривая 4 – расчетная плотность тока ионов  $C^+$

Выполненные исследования показали, что плотность ионного тока, формируемого диодом в режиме магнитной отсечки электронов, выше расчетной по соотношению (4.7) в 5–9 раз. Повышение эффективности генерации ионов характерно для диодов с магнитной самоизоляцией [41]. Усиление плотности ионного тока было учтено в соотношении (4.7) путем добавления коэффициента усиления  $K$ , величина которого была постоянна в течение импульса.

С увеличением расстояния от диода до КЦФ задержка ионного тока относительно ускоряющего напряжения увеличивается. При этом экспериментальные значения плотности ионного тока и расчетные также хорошо совпадают (см. рисунки 111 и 118). Отсутствие изменения состава пучка, формируемого плоским диодом, в процессе транспортировки подтверждает корректность использования времяпролетной диагностики для исследования состава МИП, формируемой ускорителем ТЕМП-4М.

Разработанная методика была протестирована при анализе состава ионного пучка, формируемого фокусирующим диодом в режиме магнитной самоизоляции электронов (см. рис. 71). Результаты измерений показаны на рисунке 119. Расстояние до КЦФ 14 см.

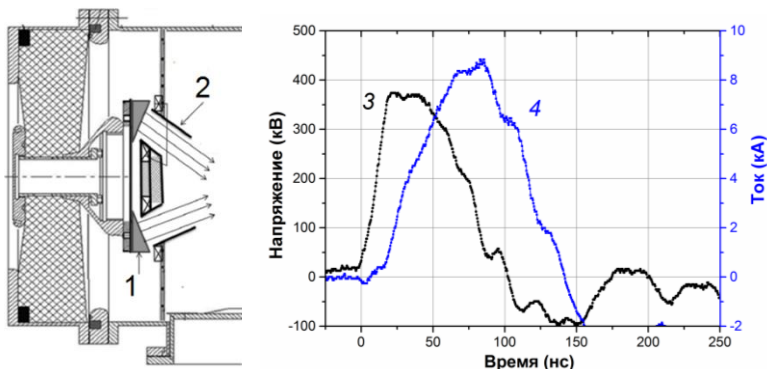




**Рис. 119. Осциллограммы напряжения, второй импульс (1), плотности ионного тока (2, точки) в фокусирующем диоде, расчетная плотность тока протонов (3) и ионов  $C^{+}$  (4)**

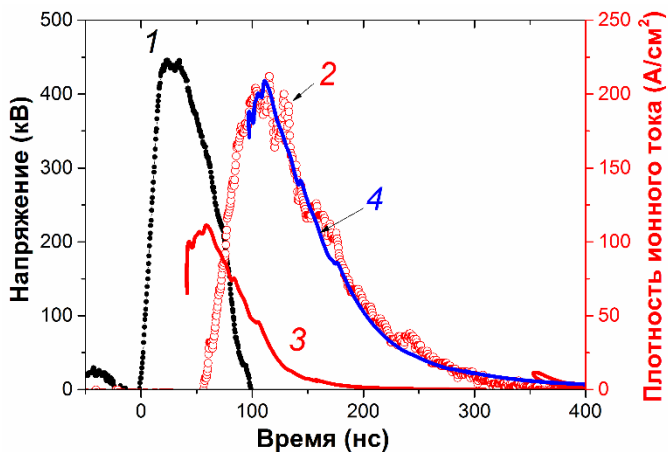
Для фокусирующего диода основную часть ионов также составляют однократно ионизованные ионы углерода. Величину плотности тока ионов  $C^{+}$  рассчитывали с учетом эффективности фокусировки. В используемой конструкции фокусирующего диода плотность ионного тока повышалась в 5–8 раз по сравнению с плотностью тока в плоском диоде.

Времяпролетная диагностика была протестирована при анализе состава ионного пучка, формируемого фокусирующим диодом с диэлектрическим анодом, работающим с радиальным внешним магнитным полем (barrel diode) на ускорителе ВРРАВ-450 [53]. Ионный диод содержал кольцевой анод, изготовленный из материала с высокой проводимостью (алюминий) с радиусами 95 мм и 70 мм, площадь рабочей поверхности 80 см<sup>2</sup>. Рабочая поверхность анода имеет кольцевые канавки, залитые полиэтиленом. Формирование анодной плазмы происходило при пробое по поверхности диэлектрического покрытия на аноде ( $B \gg B_{кр}$ ) или при ионизации поверхности анода ускоренными электронами ( $B \approx B_{кр}$ ) [37]. На рисунке 120 показаны схема диодного узла и и характерные осциллограммы.



**Рисунок 120.** Схема диодного узла ускорителя VIPPAV-450 (1 – анод, 2 – конусный катод); осциллограмма ускоряющего напряжения (3) и полного тока в диоде (4)

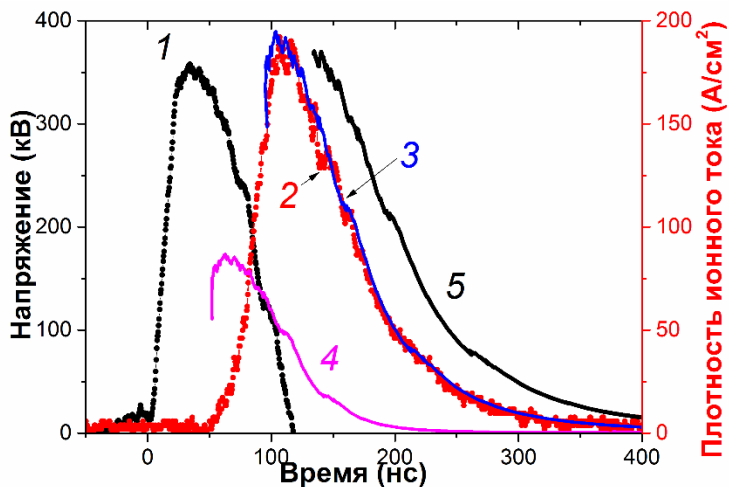
В этой серии экспериментов А-К зазор составлял 6.8 мм, магнитная индукция 0.6 Тл при критической магнитной индукции 0.30–0.32 Тл. Ионный пучок, формируемый *barrel diode*, состоит в основном из ионов углерода  $C^+$ , см. рисунок 121.



**Рисунок 121.** Осциллограммы напряжения (1), плотности ионного тока (2, точки). Кривая 3 – расчетная плотность тока протонов, кривая 4 – расчетная плотность тока ионов  $C^+$

Измерение плотности ионного тока выполнено с помощью КЦФ, установленного на расстоянии 20 см от диода, в фокусе. Поэтому расчетные по соотношению (4.7) значения плотности ионного тока были увеличены.

При уменьшении магнитной индукции в А-К зазоре до величины, близкой к критической магнитной индукции (0.34–0.37 Тл), состав ионного пучка изменился. На рисунке 122 показаны результаты измерения состава МИП.

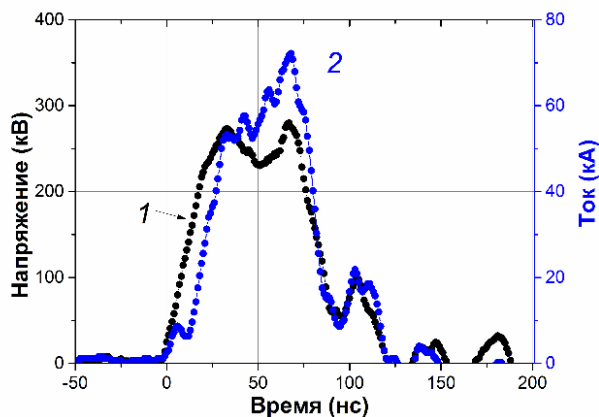


*Рисунок 122. Осциллограммы напряжения (1), плотности ионного тока (2, точки). Кривая 3 – расчетная плотность тока ионов  $C^{2+}$ , кривая 4 – расчетная плотность тока протонов, кривая 5 – расчетная плотность тока ионов  $C^+$*

Низкое содержание протонов в ионном пучке, формируемом диодом с диэлектрическим анодом, связано с изменением структуры диэлектрика в результате продолжительной работы диода [56]. При пробое по поверхности диэлектрика происходит термическое разложение органического покрытия анода и карбонизация приповерхностного слоя.

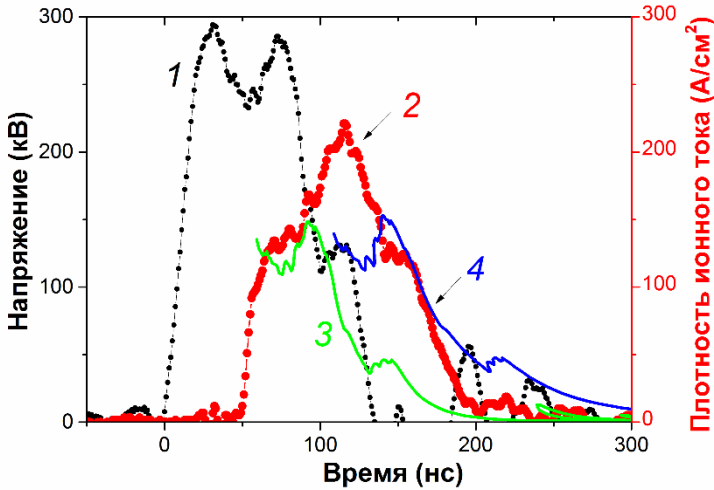
Времяпролетная диагностика была протестирована на ускорителе ТЕМП-6 при работе в одноимпульсном режиме с диодом с диэлектрическим анодом при внешней магнитной изоляции электронов.

На рисунке 123 показана фотография диода и характерные осциллограммы. В данной конструкции ионного диода для формирования анодной плазмы используется пробой по поверхности диэлектрического покрытия на аноде.



**Рисунок 123. Фотография фокусирующего полоскового диода с внешней магнитной изоляцией и незамкнутым дрейфом электронов. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока диода (2)**

На рисунке 124 показаны результаты измерения состава МИП.



**Рисунок 124.** Осциллограммы напряжения (1), плотности ионного тока (2, точки). Кривая 3 – расчетная плотность тока ионов протонов, кривая 4 – расчетная плотность тока  $C^+$

Измерение плотности ионного тока выполнено с помощью КЦФ, расположенном на расстоянии 15 см от диода, в фокусе. Поэтому расчетные значения плотности ионного тока были увеличены для учета фокусировки МИП,  $K_H = 7$  для протонов and  $K_C = 25$  для ионов  $C^+$ .

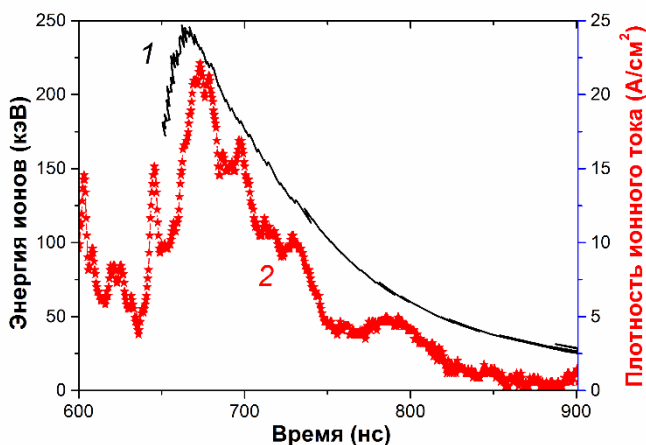
В режиме ограничения плотности ионного тока объемным зарядом:

$$\frac{K_H}{K_C} = \sqrt{\frac{m_C}{m_H}} = \sqrt{12}$$

Наши исследования показали, что для ионного пучка, формируемого диодом с диэлектрическим анодом при внешней магнитной изоляции электронов  $K_C/K_H = 3-4$ , Поэтому ионный пучок, формируемый диодом в режиме внешней магнитной изоляции и незамкнутого дрейфа электронов, содержит примерно 50 % протонов и 50 % ионов  $C^+$ .

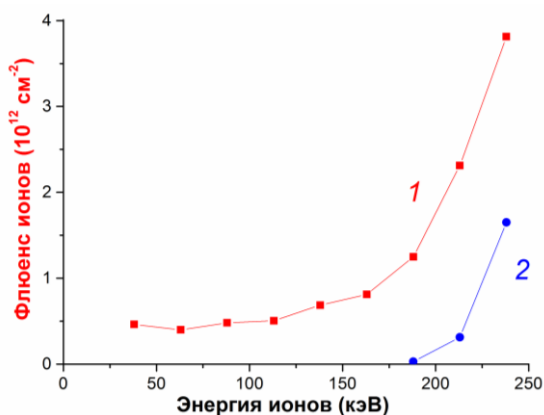
#### 4.4. Исследование распределения ионов по энергии

Энергетический спектр ионов является одним из важнейших параметров МИП, определяющим его распределение по глубине при поглощении в конденсированной среде. Разработанная методика позволяет оперативно контролировать спектр отдельно для каждого типа ионов. В этом случае для каждого значения ускоряющего напряжения, регистрируемого осциллографом (шаг 0.4 нс), по соотношению (4.6) рассчитываем временную задержку и строим кривую изменения кинетической энергии определенного типа ионов, синхронную с осциллограммой сигнала с КЦФ. На рисунке 125 приведены расчетные значения для ионов углерода, генерируемых в плоском диоде.



*Рисунок 125. Кинетическая энергия ионов  $C^+$  (1) и осциллограмма плотности ионного тока (2)*

Полученные данные позволяют определить распределение ионов по энергии. Энергетические спектры ионов, формируемых плоским диодом, приведены на рисунке 126.



**Рисунок 126. Спектры флюенса ионов C<sup>+</sup> (1) и протонов (2), формируемых плоским диодом**

Разработанная методика оперативной диагностики параметров импульсного ионного пучка позволяет определить основные характеристики МИП сложного состава: состав пучка и абсолютные значения суммарного флюенса ионов, флюенса ионов разной массы и кратности ионизации, энергетический спектр каждого типа ионов. При контроле параметров МИП не требуется сложное оборудование и длительная обработка результатов измерений. Методика успешно апробирована на разных ионных ускорителях, которые формируют МИП сложного состава мощностью 6–8 ГВт с концентрацией до  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный аналитический обзор и результаты тестирования различных методов исследования импульсных ионных пучков, предназначенных для технологических применений показали, что тепловизионная диагностика обеспечивает наиболее полную и достоверную информацию о параметрах мощных ионных пучков.

При амплитуде импульса плотности ионного тока 200–300 А/см<sup>2</sup> и длительности 100–150 нс плотность заряда за 1 импульс составляет 15–20 мкКл/см<sup>2</sup>. Это соответствует флюенсу ионов за один импульс  $(0.9–1.3) \cdot 10^{14}$  см<sup>2</sup>. Пробег ионов с энергией 200–300 кэВ в металлах составляет 1–2 мкм и их концентрация в приповерхностном слое не превышает  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> (концентрация атомов железа  $1.8 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>). При этом плотность энергии МИП составляет 2–10 Дж/см<sup>2</sup> и поэтому основным фактором, определяющим изменение свойств изделия, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов.

Выполненный сравнительный анализ систематических погрешностей при контроле воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаватной мощности по плотности ионного тока и по плотности энергии показал, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию. Мощный ионный пучок имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии и степени ионизации.

Контроль теплового воздействия МИП, содержащего значительную долю ускоренных нейтралов, только по амплитуде импульса плотности ионного тока, содержит большую систематическую погрешность. Она обусловлена неконтролируемым соотношением воздействия ускоренных ионов и нейтралов. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить суммарное воздействие ионов и ускоренных нейтралов, устранить систематическую погрешность, связанную с неконтролируемым изменением ускоряющего напряжения при изменении режима работы ионного диода.

Контроль по амплитуде импульса плотности ионного тока обеспечивает измерение в локальной области, площадь которой не превышает 0.5 % площади всего пучка. Величину полного ионного тока в дальнейшем рассчитывают по эмпирическому соотношению, учитывающему распределение плотности ионного тока по сечению МИП. Такой подход вносит существенную погрешность не только в диагностику воздействия МИП на обрабатываемое изделие, но и в расчет эффективности работы диода. Использование тепловизионной



диагностики позволяет определить полную информацию о распределении энергии МИП по сечению за один импульс.

Из-за реализации механизма стабилизации плотности энергии анализ стабильности теплового воздействия МИП на мишень по амплитуде импульса плотности ионного тока дает завышенную величину стандартной девиации. Кроме того, генерация ионного тока идет несинхронно по сечению пучка и локальный контроль плотности ионного тока не позволяет обеспечить достоверную информацию о обработке всего изделия. В отличие от амплитуды импульса плотности ионного тока, корреляция полной энергии пучка и плотности энергии в фокусе диода от полного заряда составляет 0.85–0.93, что позволяет контролировать режим облучения всего изделия без прямого измерения параметров МИП.

Обнаруженный эффект смещения области максимальной плотности энергии ионного пучка в фокусной плоскости относительно области максимальной плотности ионного тока дополнительно подтверждает, что контроль воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаватной мощности по плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, чем измерение плотности ионного тока.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. Батыгин Ю.В., Воловик В.Д., Иванов С.И., Карасев С.П. Об определении профиля пучка в ускорителе с помощью метода акустической дозиметрии // Приборы и техника эксперимента. – 1980. – № 4. – С. 24–26.
2. Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ, – 1980. т. 6. № 18. – С. 1089.
3. Бойко В.И., Данейкин Ю.В., Хадкевич А.В., Юшицин К.В. Влияние механизмов генерации на профиль импульса механических напряжений в металлической мишени при воздействии мощных ионных пучков // Известия Томского политехнического университета. 2007. Т. 310, - № 2. – С. 82–88.
4. Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортвов В.Е., Шаманин И.В. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. – М.: Физматлит, 2003. – 286 с.
5. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
6. Воловик В.Д., Иванов С.И. К вопросу о термоупругой дозиметрии пучков заряженных частиц // Журнал технической физики. – 1975. – № 8. – С. 1789–1791.

7. Залюбовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. – Харьков. Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища Школа», Харьков, 1986. – 167 с.
8. Исаакович Р.Я. Технологические измерения и приборы. – М.: Недра, 1979. – 344 с.
9. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И. Тепловизионная диагностика мощных ионных пучков // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – № 2. – С. 69–76.
10. Ковивчак В.С., Панова Т.В., Кривоzubов О.В., Давлеткильдеев Н.А., Князев Е.В. Волнообразные микроструктуры, формируемые на границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si при воздействии мощного ионного пучка // Письма в ЖТФ. – 2013. Том 39, вып. 3, – С. 11–17.
11. Лямшев Л.М. Радиационная акустика. – М.: Наука-Физматлит, 1996. – 304 с.
12. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника – М.: Наука, 2004. – 704 с.
13. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 576 с.
14. Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 263 с.
15. Проскуровский Д.И. Эмиссионная электроника: учеб. пособие для вузов, 2-е изд. – Томск: 2010. – 288 с.
16. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И. Ионный диод с магнитной самоизоляцией. Аналитический обзор и экспериментальные исследования. – Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG, 2012. – 152 с.
17. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. – М.: Физматлит, 2013. – 240 с.
18. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. Анализ корректности диагностики мощного ионного пучка по плотности ионного тока // Приборы и техника эксперимента. – 2015. – № . – С. 91–98.
19. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. Анализ эффективного анод-катодного зазора ионного диода при работе в двухимпульсном режиме – Письма в ЖТФ. – 2014, том 40, - вып. 13. – С. 10–17.
20. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. Эффект стабилизации энергии пучка, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией // Приборы и техника эксперимента. – 2015 – № 1. – С. 91–99.
21. Пушкарев А.И., Сазонов Р.В. Исследование планарного диода в режиме ограничения эмиссии // Письма в ЖТФ. – 2008. Том 34, вып. 7. С. 44–50.
22. Пушкарев А.И., Сазонов Р.В. Исследование потерь импульсного электронного пучка при формировании и выводе из диодной камеры ускорителя // Приборы и техника эксперимента. – 2007. – № 5. – С. 117–124.

23. Ремнев Г.Е. Получение мощных ионных пучков для технологических целей // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук в форме научного доклада. – Томск, 1994.
24. Филиппов Л.П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – С. 48.
25. Чернов И.П., Березнеева Е.В., Белоглазова П.А., Иванова С.В., Киреева И.В., Лидер А.М., Ремнев Г.Е., Пушилина Н.С., Черданцев Ю.П. Физико-механические свойства модифицированной поверхности циркониевого сплава импульсным ионным пучком // Журнал технической физики. – 2014, том 84. – вып. 4. С. 68–72.
26. Bashirov A.M., Ivanov A.Yu. Acoustic diagnostics of formation dynamics of the new phase in ion implantation // Physics and chemistry of materials treatment. – 1991. Volume 25. Issue 2. March. Pages 142–144.
27. Bystritskii V.M., Glushko Yu.A., Kharlov A.V., Sinebryukhov A.A. Experiments on high power ion beam generation in self-insulated diodes // Laser and Particle Beams. – 1991. – Vol. 9. – № 3. – P. 691–698.
28. Christodoulides C.E., Freeman J.H. Ion beam studies Part II: A calorimetric method for ion beam studies // Nuclear Instruments and Methods. – 1976. – Vol. 135. – № 1. – P. 13–19.
29. Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Waganaar W.J. Intense ion beam optimization and characterization with infrared imaging // J. Appl. Phys. – 1997. – Vol. 82. – № 7. – P. 3223.
30. Dong Z.H., Liu C., Han X.G., Lei M.K. Induced stress wave on the materials surface irradiated by high-intensity pulsed ion beam // Surface & Coatings Technology. – 201 (2007) – 5054–5058
31. Humphries S. Charged Particle Beams. – Wiley, New York: 1990. – 847 p.
32. Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. Formation of Charge – Exchange Neutral Atoms in a Diode with Passive Anode // Известия вузов: физика. – 2012. – Т. 55. – № 10/3. – С. 121–124.
33. Langmuir I. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum. // Phys. Rev. – Vol. 2. – P 45–51.
34. Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P. and Abbott G.L. Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity // J. Appl. Phys. – 1961. 32. 679.
35. Poinon T.D. Charge exchange effects in ion diodes // J. Appl. Phys. – 1989. Vol. 66. № 7. – P. 2879–2887.
36. Pushkarev A. Investigation of mechanism of anode plasma formation in the ion diode with dielectric anode // Physics of Plasmas – 2015. 22. 103106.
37. Pushkarev A. Investigation of mechanism of anode plasma formation in the ion diode with dielectric anode // Physics of Plasmas – 2015. 22. 103106.
38. Pushkarev A., Isakova J., Kholodnaya G., Sazonov R. Sound Waves Generated Due to the Absorption of a Pulsed Electron Beam //Advances in Sound localization. Chapter 12. Pp. 199–223 – ISBN 978-953-307-581-5 – Vienna: INTECH, 2011.

39. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I. A gigawatt power pulsed ion beam generator for industrial application // *Surface & Coatings Technology*. 228 (2013). S382–S384.
40. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., and Vahrushev D.V. The effect of ion current density amplification in a diode with passive anode in magnetic self-isolation mode// *Physics of Plasmas*. 17. 123112 (2010).
41. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khailov I.P. Intense ion beam generation in a diode with explosive emission cathode in self-magnetically insulated mode // *The European Physical Journal: D section Plasma Physics*. – 2015. Vol. 69. Article number 40 DOI.
42. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khailov I.P. Shot-to-shot reproducibility of a self-magnetically insulated ion diode // *Review of Scientific Instruments*. Volume 83. Issue 7. Article ID 073309 (2012).
43. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khaylov I.P. Correlation analysis of intense ion beam energy in a self magnetically insulated diode // *Laser and particle beams* – 2014. – № 32. – P. 311–319.
44. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khaylov I.P. Investigation of the powerful ion beam energy correlation // *Laser and particle beams*. – 2014. – № 32. – P. 311–319.
45. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Xiao Yu, Khailov I.P. Characterization of intense ion beam energy density and beam induced pressure on the target with acoustic diagnostics // *Review of Scientific Instruments*. – 2013. Vol. 84. Iss. 8, 083304 (2013);
46. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Xiao Yu, Khailov I.P. Characterization of intense ion beam energy density and beam induced pressure on the target with acoustic diagnostics // *Review of Scientific Instruments*. – 2013. Vol. 84. Iss. 8, 083304 (2013).
47. Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P. Experimental evidence of energetic neutrals production in an ion diode // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2015. Vol. 343. P. 138–145.
48. Renk T.J., Harper-Slaboszewicz V., Mikkelsen K.A., Ginn W.C., Ottinger P.F., and Schumer J.W., “Use of a radial self-field diode geometry for intense pulsed ion beam generation at 6 Me V on Hermes III,” // *Physics of plasmas*. – 21. 123114 (2014).
49. Steinbach T., Reupert A., Schmidt E., Wesch W. Ion beam induced stress formation and relaxation in germanium // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. – B 307 (2013). – Pp. 194–198.
50. Wen Q.F., Liu Y., Wang Y.M., Zhang F.G., Zhu X.P., Lei M.K. The effect of irradiation parameters of high-intensity pulsed ion beam on tribology performance of YWN8 cemented carbides // *Surface & Coatings Technology* – 209 (2012). Pp. 143–150.
51. White R.M. Generation of Elastic Waves by Transient Surface Heating // *J. Appl. Phys.* – 1963. 34. 3559–3567.

52. Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le. Distribution and evolution of thermal field formed by intense pulsed ion beam on thin metal target // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – B 365 (2015). P. 225–229.
53. Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Wenbin Liu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le. Characterization and analysis of infrared imaging diagnostics for intense pulsed ion and electron beams // Vacuum. Vol. 113 (2015). P. 36–42.
54. Yatsui K., Tokuchi A., Tanaka H., Ishizuka H., Kawai A., Sai E., Masugata K., Ito M. and Matsui M. Geometric focusing of intense pulsed ion beams from racetrack type magnetically insulated diodes // Laser and Particle Beams. – 1985. Vol. 3. Part 2. Pp. 119–155.
55. Yoshikawa T., Masugata K., Ito M. Matsui M., K. Yatsui Planar-type self-magnetically insulated diode as a new source of intense pulsed light-ion beam // J. Appl. Phys. – 1984. – Vol. 56. – № 11. – P. 3137–3140.
56. Zhu X.P., Dong Z.H., Han X.G., Xin J.P., and Lei M.K. Review of Scientific Instruments. 78. 023301 (2007).
57. Zhu X.P., Lei M.K., Dong Z.H., and Ma T.C. Characterization of a high-intensity unipolar-mode pulsed ion source with improved magnetically insulated diode // Rev. Sci. Instrum. 2003. Vol. 74. № 1. Pp. 47–52.
58. Zhu X.P., Zhang F.G., Tang Y., Xin J.P., Lei M.K. Dynamic response of metals under high-intensity pulsed ion beam irradiation for surface modification // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B 272 (2012) 454–457

*ДЛЯ ЗАМЕТОК*

*Монография*

*Пушкарев А.И., Исакова Ю.И.*

## **ДИАГНОСТИКА МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ**

Подписано в печать 29.09.2016. Формат бумаги 60x84/16.  
Бумага офсет №1. Гарнитура Times. Печать цифровая.  
Усл. печ. л. 7,875. Тираж 550 экз.

Издательство АНС «СибАК»  
630049, г. Новосибирск, Красный проспект, 165, офис 4.  
E-mail: mail@sibac.info

Отпечатано в полном соответствии с качеством предоставленного  
оригинал-макета в типографии Allprint  
630004, г. Новосибирск, Вокзальная магистраль, 3