

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ПУЧКА ПО
ОСЦИЛЛОГРАММАМ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ© 2022 г. А. И. Пушкарев^{а,*}^а Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.

После доработки 03.09.2021 г.

Принята к публикации 05.09.2021 г.

Представлен алгоритм расчета энергетического спектра импульсного ионного пучка, генерируемого ускорителем прямого действия. Расчет спектра ионов выполнен по осциллограммам ускоряющего напряжения, экспериментальной плотности ионного тока, одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра и полному току в диоде. Приведены результаты исследования спектра ионов, генерируемых ускорителем ТЕМП-4М (250–300 кВ, 150 нс). Получено хорошее совпадение спектров ионов, рассчитанных как по экспериментальной плотности ионного тока, так и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра. Для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии ионного пучка за импульс, расхождение спектров не превышает 10% и наиболее существенно в области низкой энергии ионов. Погрешность расчета спектра ионов по полному току в диоде значительно больше.

DOI: 10.31857/S0032816222010086

1. ВВЕДЕНИЕ

Распределение электронов или ионов по энергии в пучке (энергетический спектр) является важным параметром генератора заряженных частиц. Спектр электронов определяет кинетику и селективность химических реакций в плазмохимических процессах, инициированных с использованием электронных пучков [1]. Состав и энергетический спектр ионов в пучке влияют на профиль их распределения по глубине мишени при легировании [2], на формирование радиационных дефектов в мишени при имитационном радиационном облучении [3, 4], на синтез изотопов в ядерных реакциях [5] и др. Поэтому оперативный контроль энергетического спектра заряженных частиц важен при реализации различных пучково-плазменных технологий [6].

Способ измерения состава ионов в пучке при их ускорении в электрическом поле и последующем пространственном разделении в поперечном магнитном поле впервые предложен в 1913 г. Дж. Томсоном. При анализе импульсного ионного пучка (и.и.п.) с использованием спектрометра Томсона можно получить информацию не только о составе, но и об энергетическом спектре ионов [7]. В спектрометре Томсона параметры пучка получают на основе анализа треков в пластике CR-39 [8, 9]. Однако обработка регистрирующих пластин требует много времени. Кроме того, кор-

ректную информацию можно получить только при исследовании параметров пучка за один импульс, что затрудняет контроль изменения состава и спектра и.и.п. в серии импульсов. Использование фоточувствительных полупроводниковых матриц в спектрометре Томсона [10] затруднено из-за высокого уровня электромагнитных помех в высоковольтных генераторах и.и.п. Кроме того, этот спектрометр не обеспечивает оперативного контроля параметров ионного пучка без остановки облучения мишени.

Для анализа состава импульсного ионного пучка чаще всего используют пространственное разделение различных ионов по пути дрейфа от диода до регистрирующего устройства (времяпролетная диагностика) [11]. Первый времяпролетный анализатор был сконструирован в 1955 г. [12]. Времяпролетная диагностика также обеспечивает анализ спектра ионов, в том числе и в серии импульсов [13]. Однако даже у легких ионов (протонов, ионов углерода, азота и др.) при энергии 300 кэВ скорость дрейфа не превышает 0.8 см/нс, что приводит к значительной задержке осциллограммы плотности ионного тока относительно осциллограммы ускоряющего напряжения. Это вносит погрешность в расчет спектра при длительности импульса менее 100 нс. Кроме того, времяпролетная диагностика также не обеспечивает неразрушающего оперативного контроля параметров и.и.п.

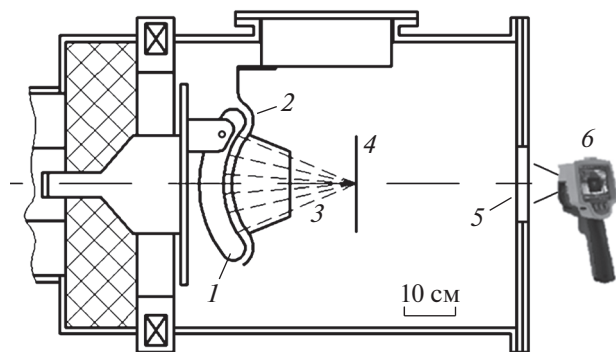


Рис. 1. Схема диодного узла ускорителя ТЕМП-4М. 1 – анод; 2 – катод; 3 – ионный пучок; 4 – мишень; 5 – оптическое окно; 6 – тепловизор.

В работе [14] предложено использовать многосеточный спектрометр для измерения энергетического спектра и.и.п. (20–40 кэВ, 18–30 нс). На входной сеточный электрод подается отрицательный потенциал для удаления электронов из ионного пучка. На другой сеточный электрод подается линейно растущий положительный потенциал U , который отсекает от коллектора ионы с энергией меньше zU , где z – заряд иона. Однако для измерения спектра ионов с энергией 200–300 кэВ требуются высоковольтный источник напряжения отсечки, высоковольтный ввод в диодную камеру и спектрометр с высоковольтной изоляцией электродов, что значительно усложняет диагностику и.и.п. Кроме того, как показано в работе [15], отрицательный потенциал на металлической сетке, погруженной в плазму, вызывает перезарядку ионов. Ускоренные ионы превращаются в атомы при перезарядке с атомами газа, десорбированного с сетки [16]. Многосеточный спектрометр не регистрирует атомы, поэтому процесс перезарядки может вносить значительную погрешность в результаты измерения спектра ионов, так как сечение перезарядки зависит от энергии ионов [16–18]. К тому же многосеточный спектрометр также не обеспечивает оперативного контроля параметров пучка без остановки облучения мишени.

Цель выполненных исследований – разработка неразрушающего метода определения энергетического спектра и.и.п., генерируемого ускорителем прямого действия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования энергетического спектра и.и.п. выполнены на ускорителе ТЕМП-4М [19], состоящем из генератора Маркса, двойной формирующей линии, системы стабилизации режима работы и вакуумного ионного диода с магнитной са-

моизоляцией электронов. Схема диодного узла приведена на рис. 1.

Анод полуцилиндрической фокусирующей конфигурации выполнен из графита и имеет радиус 14 см, длину 20 см и ширину 10 см. Катод изготовлен из металлической полосы шириной 5 см, длиной 25 см и толщиной 2 мм с радиусом изгиба 13 см. В катоде выполнены пазы размером 0.4×2 см, прозрачность катода 70%. Размеры зазора анод–катод (8 мм в начале диода и 10 мм в конце диода) выбраны из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением двойной формирующей линии (4.9 Ом). Исследования проводились в режиме формирования двух импульсов: первый (плазмообразующий) отрицательный (450–500 нс, 200–300 кВ) и второй (генерирующий) положительный (150 нс, 250–300 кВ).

Для измерения плотности ионного тока использовали коллимированный цилиндр Фарадея (к.ц.Ф.) с магнитной отсечкой электронов ($B = 0.2$ Тл), диаметр коллимирующего отверстия 1.3 мм. В части экспериментов использовали двухсекционный к.ц.Ф. с расстоянием между коллимирующими отверстиями 1 см. Для определения состава и.и.п. использовали времяпролетную диагностику [13]. Плотность энергии и.и.п. измеряли с помощью тепловизионной диагностики [13] при регистрации теплового отпечатка и.и.п. тепловизором Fluke Ti10 через выходное окно (плоская пластина из BaF_2), расположенное на фланце диодной камеры. В качестве мишени использовали фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм.

На рис. 2 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения (кривая 1) и плотности ионного тока (кривая 2), полученные при размещении к.ц.Ф. на расстоянии 13 см от диода, в фокусе. Также на рис. 2 показана расчетная плотность тока ионов C^+ (кривая 3). Для каждого момента времени (с шагом 1 нс) генерации и.и.п. по величине ускоряющего напряжения рассчитывали плотность тока ионов C^+ и величину задержки прихода этих ионов в к.ц.Ф. [13].

3. ЛОКАЛЬНЫЙ СПЕКТР ИОНОВ

Спектр импульсного пучка электронов можно рассчитать по осциллограммам ускоряющего напряжения и электронного тока [20]. Однако определить спектр всех ионов и.и.п. невозможно из-за влияния электронов в пучке. Дело в том, что для эффективной транспортировки и фокусировки ионного пучка необходимо обеспечить его зарядовую нейтрализацию электронами для предотвращения рассыпания в результате кулоновского расталкивания ионов. Но при регистрации ионов с помощью цилиндра Фарадея или токового шунта все электроны необходимо удалить из и.и.п. Для этого используют поперечное магнитное по-

ле, которое проникает в плазму только на глубину скин-слоя [21, 22]. Однако глубина скин-слоя в нейтрализованном ионном пучке, формируемом ускорителем ТЕМП-4М, составляет 4–6 мм [13], и при диаметре и.и.п. 5 см удалить все электроны невозможно. Поэтому необходимо использовать коллимирующее отверстие, в которое проникает только часть исследуемого пучка. После удаления электронов эта часть пучка попадает на коллектор к.ц.Ф. Диаметр коллимирующего отверстия в к.ц.Ф. с магнитной отсечкой не должен превышать 3 мм для эффективного удаления всех электронов из ионного пучка, генерируемого ускорителем ТЕМП-4М. При этом по показаниям к.ц.Ф. мы можем рассчитать только локальный спектр ионов для незначительной части и.и.п.

Локальный спектр ионов рассчитывали тремя способами: по осциллограммам ускоряющего напряжения и экспериментальной плотности ионного тока; по осциллограмме ускоряющего напряжения и расчетной плотности ионного тока; по осциллограммам ускоряющего напряжения и полного тока в диоде. Два последних способа являются неразрушающими и обеспечивают контроль параметров и.и.п. в течение времени облучения мишени. Первый способ определения спектра ионов использован для оценки погрешности остальных двух способов.

3.1. Расчет по экспериментальной плотности ионного тока

Для эффективной фокусировки и транспортировки и.и.п. мы используем металлический экран, установленный на катоде (см. рис. 1). Этот экран не позволяет расположить к.ц.Ф. ближе 10 см от катода. Скорость ионов C^+ с энергией 250–300 кэВ в области дрейфа до к.ц.Ф. не превышает 0.3 см/нс, что приводит к значительной задержке осциллограммы плотности ионного тока относительно осциллограммы ускоряющего напряжения (см. рис. 2). Для устранения задержки регистрации ионов осциллограмму плотности ионного тока корректировали в программе OriginPro 9.0 [23] – смещали по временной шкале на среднее время дрейфа ионов от диода до к.ц.Ф. По скорректированной осциллограмме рассчитывали локальный спектр ионов аналогично спектру электронов [20] следующим образом.

1. В программе OriginPro строили синхронные осциллограммы ускоряющего напряжения $U(t)$ и скорректированной плотности ионного тока.

2. В электронной таблице программы OriginPro рассчитывали энергию ионов $E = zU$ и флюенс $n(E)$, $см^{-2}$, ионов с этой энергией:

$$n(E) = \frac{j_{\text{эксп}}(U)\Delta t}{z}$$

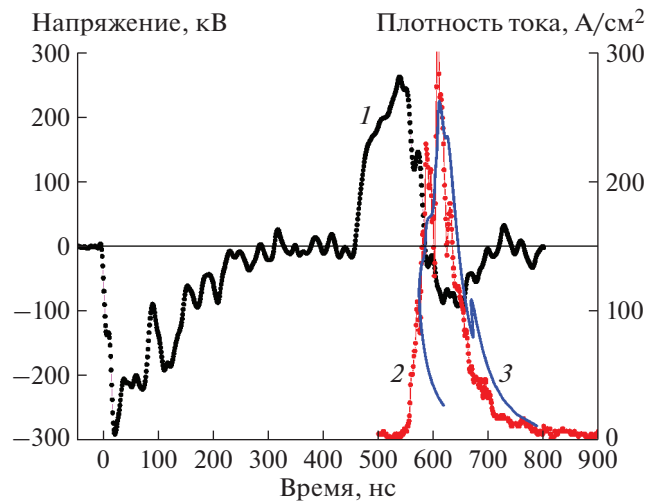


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности ионного тока (2); расчетная плотность тока ионов C^+ (3).

где $j_{\text{эксп}}$, A/cm^2 – плотность ионного тока; z , Кл – заряд иона; Δt , с – временной шаг измерения ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, $\Delta t = 1$ нс для осциллографа Tektronix TDS 2024B.

3. В электронной таблице сортировали синхронно значения энергии и флюенса ионов в порядке увеличения энергии (“Sort columns/ascending”) и строили зависимость флюенса ионов от энергии (локальный спектр ионов). На рис. 3 показан локальный спектр ионов без сглаживания.

4. Локальный спектр ионов интегрировали по энергии, что позволило суммировать ионы с одинаковой энергией, которые генерируются в течение переднего и заднего фронтов импульса ускоряющего напряжения. В результате получен интегральный спектр ионов $n_{\text{инт}}$, $кэВ/см^2$:

$$n_{\text{инт}}(E) = \int_0^E n(E)dE.$$

Результаты расчета интегрального спектра ионов показаны на рис. 4.

5. Аппроксимировали интегральный спектр ионов полиномом третьей степени. Погрешность аппроксимации не превышала 5%.

6. В программе OriginPro рассчитывали сглаженный локальный спектр ионов дифференцированием интегрального спектра (см. рис. 3, кривая 2).

Флюенс ионов, рассчитанный по осциллограмме плотности ионного тока (интеграл плотности ионного тока, деленный на заряд иона) для экспериментальных данных на рис. 2 (кривая 2), составил $1.2 \cdot 10^{14} см^{-2}$. Флюенс, рассчитанный по

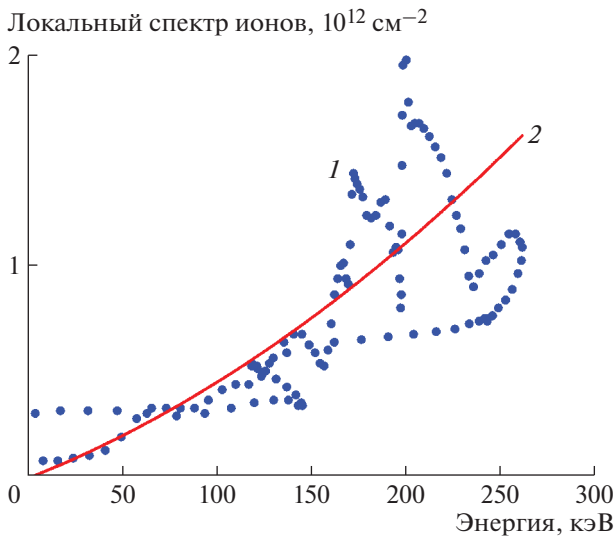


Рис. 3. Локальный спектр ионов без сглаживания (1) и после дифференцирования интегрального спектра (2). Расчет по экспериментальной плотности ионного тока.

локальному спектру ионов (сумма по всему спектру), равен $1.15 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Расчет по экспериментальной плотности ионного тока является прямым методом определения спектра и.и.п., но содержит систематические погрешности и не обеспечивает оперативного контроля параметров ионного пучка без остановки облучения мишени. Расчеты показали, что быстрые ионы, которые генерируются в диоде в течение переднего фронта ускоряющего напряжения при $U > 150 \text{ кВ}$, на пути дрейфа до к.ц.Ф. догоняют медленные ионы, которые генерируются в течение переднего фронта импульса при меньшем напряжении (см. рис. 2, кривая 3 в интервале значений $t = 570\text{--}640 \text{ нс}$). При этом они регистрируются к.ц.Ф. одновременно, что вносит погрешность в расчет спектра ионов по экспериментальной плотности ионного тока. Кроме того, из-за разной скорости ионов осциллограмма плотности ионного тока расширяется, что также вносит погрешность в расчеты спектра.

Для импульсных пучков ионов, содержащих легкие (протоны или дейтроны) и более тяжелые (C^+ или N^+ , Cu^+ , Fe^+) ионы, результаты расчета спектра ионов по экспериментальной плотности ионного тока содержат дополнительную погрешность из-за задержки регистрации легких ионов по сравнению с расчетными значениями [24]. Задержка протонов с энергией 250–300 кэВ составила 40–50 нс на пути дрейфа 14–16 см. При энергии дейтронов 1 МэВ на пути их дрейфа 45 см задержка составила 16 нс [25]. Задержка регистрации легких ионов связана с их торможением объемным зарядом и.и.п. (отрицательным из-за из-

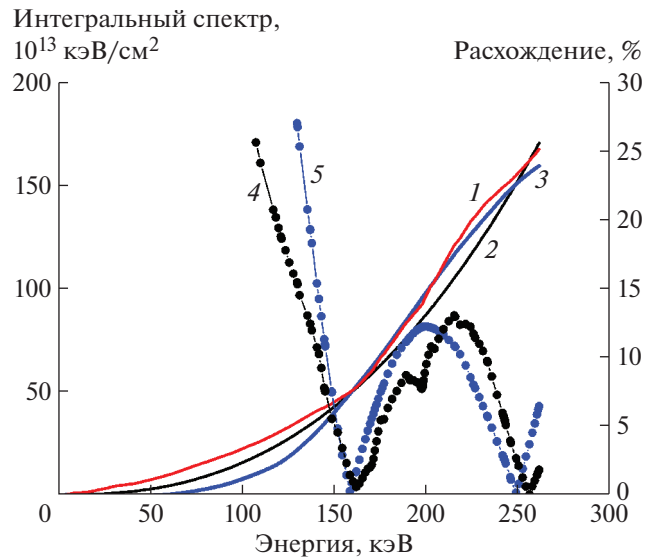


Рис. 4. Интегральные спектры ионов, рассчитанные: 1 – по экспериментальной плотности ионного тока, 2 – по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, 3 – по полному току в диоде. Расхождение относительно спектра, рассчитанного по экспериментальной плотности ионного тока: 4 – спектра, рассчитанного по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, 5 – по полному току в диоде.

быточной концентрации низкоэнергетических электронов) в области дрейфа от диода до к.ц.Ф. [24].

3.2. Расчет по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра

Погрешности расчета спектра ионов по экспериментальной плотности ионного тока устраняются при расчете плотности ионного тока по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра [22]. В режиме ограничения ионного тока зарядом ионов в зазоре анод–катод, с учетом уменьшения зазора из-за расширения анодной плазмы и эффекта плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [26], плотность ионного тока $j_{\text{расч}}$, А/см^2 , в фокусе диода будет равна

$$j_{\text{расч}}(t) = \frac{4K_0 \epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \frac{U^{3/2}}{[d_0 - v(t - t_0)]^2}, \quad (1)$$

где m_i и z – масса и заряд иона соответственно; v – скорость расширения анодной плазмы; t_0 – момент изменения полярности ускоряющего напряжения ($t_0 = 450 \text{ нс}$ на рис. 2); K_0 – коэффициент, учитывающий усиление плотности ионного тока по сравнению с расчетом по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра и фокусировку и.и.п.

Коэффициент K_0 определяли из сравнения расчетной плотности ионного тока с экспериментальными данными (см. рис. 2), его значение было постоянным в течение импульса.

Результаты расчета интегрального спектра ионов по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра показаны на рис. 4 (кривая 2). Расчет выполнен по алгоритму расчета спектра ионов, описанному в разд. 3.1. На рис. 5 приведены рассчитанные разными способами локальные спектры ионов, а также их расхождение относительно спектра, рассчитанного по экспериментальной плотности ионного тока. Расчет выполнен по соотношению:

$$\Delta Sp [\%] = 100 \left| \frac{Sp_1 - Sp_2}{Sp_1} \right|, \quad (2)$$

где Sp_1 – локальный спектр ионов, рассчитанный по экспериментальной плотности ионного тока; Sp_2 – локальный спектр ионов, рассчитанный по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра.

Выполненные исследования показали хорошее совпадение локальных спектров ионов, рассчитанных по экспериментальной плотности ионного тока и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра (см. рис. 5). Для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии и.и.п., расхождение спектров не превышало 10% и наиболее существенно в области низкой энергии ионов.

3.3. Расчет по полному току в диоде

После приложения напряжения к вакуумному диоду и образования катодной и анодной плазмы ускорение электронов и ионов в зазоре анод–катод происходит одновременно. При высокой плотности электронного и ионного токов проявляются коллективные эффекты, и ток ограничивается объемным зарядом в зазоре анод–катод [22]. Как следует из одномерного соотношения Чайлда–Ленгмюра, максимальная плотность тока протонов в режиме ограничения объемным зарядом составляет 2.3% от плотности электронного тока, плотность тока более тяжелых ионов еще ниже (см. соотношение (1)). Поэтому по полному току в диоде можно рассчитать только спектр электронов, а не ионов. Эти спектры могут значительно различаться в ионном диоде с магнитной изоляцией электронов. Однако выполненные исследования показали высокую корреляцию энергии и.и.п. с полным зарядом, который переносится в диоде в течение генерации пучка (интеграл полного тока в диоде в течение второго импульса) [19]. Коэффициент детерминации (adj. R-Square в программе OriginPro) энергии пучка с полным зарядом равен 0.98. Поэтому расчет спектра ионов

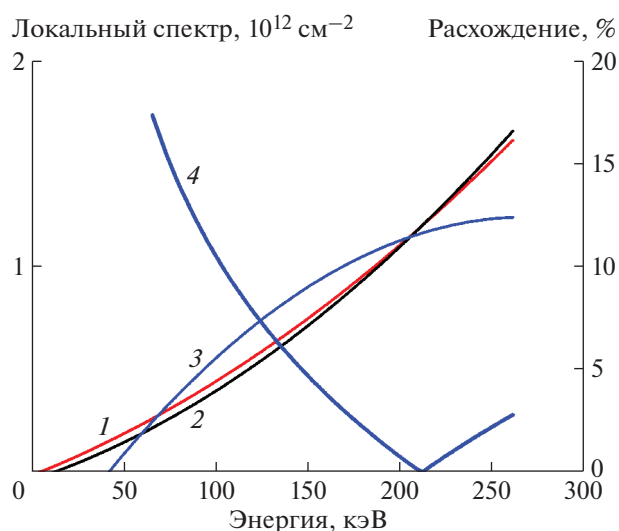


Рис. 5. Локальные спектры ионов, рассчитанные: 1 – по экспериментальной плотности ионного тока, 2 – по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, 3 – по полному току в диоде; 4 – расхождение спектров 1 и 2.

по полному току в диоде может дать корректные результаты.

Результаты расчета интегрального спектра ионов по полному току в диоде показаны на рис. 4 (кривая 3). Анализ выполнен по алгоритму, описанному в разд. 3.1. Расчет дает интегральный спектр ионов в относительных единицах и для сопоставления с локальными спектрами ионов, рассчитанными по экспериментальной плотности ионного тока и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра, введен поправочный коэффициент. Он учитывает долю ионного тока в полном токе диода и долю ионного тока, измеряемого к.ц.Ф.

Выполненные исследования показали, что расхождение интегральных спектров ионов при расчете по полному току в диоде и по экспериментальной плотности ионного тока не превышает 15% для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии и.и.п., и наиболее существенно в области низкой энергии ионов. Погрешность расчета локального спектра ионов по полному току значительно больше, чем по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра (см. рис. 5).

4. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ И.И.П.

Результаты измерения плотности энергии и.и.п. подтверждают корректность расчета локального спектра ионов. Плотность энергии и.и.п. $q_{\text{эксп}}$, Дж/см², определяли с помощью тепловизионной диагностики по соотношению [13]:

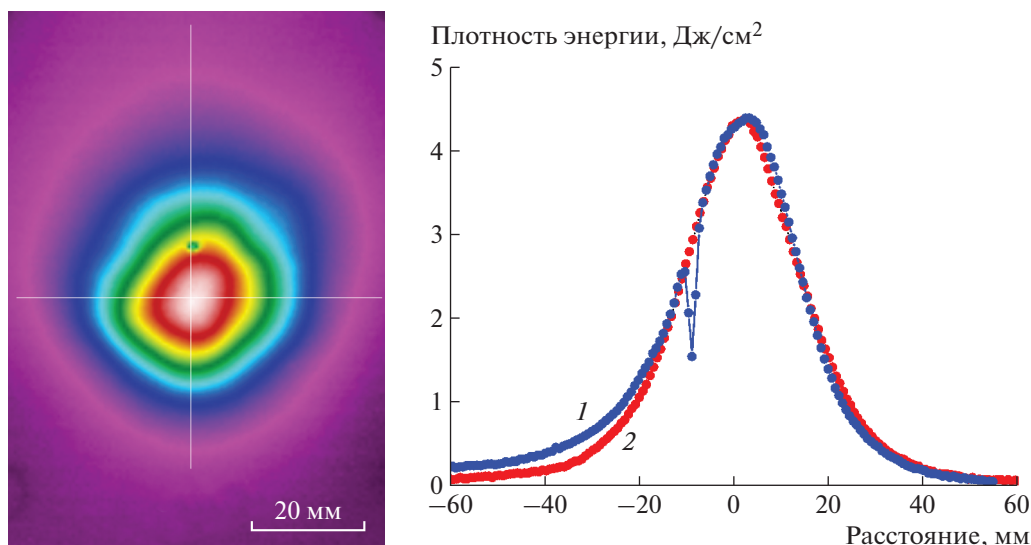


Рис. 6. Слева – термограмма и.и.п.; справа – распределение плотности энергии в фокусе в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях.

$$q_{\text{эксп}}(x, y) = K_1 K_2 K_3 c_v d \rho \Delta T(x, y), \quad (3)$$

где c_v , Дж/(г · К) – удельная теплоемкость материала мишени; d , см, и ρ , г/см³ – толщина и плотность мишени; ΔT , К – увеличение температуры мишени после облучения; K_1 – коэффициент прозрачности оптического окна, для окна из ВаF₂ толщиной 8 мм $K_1 = 1.4$ [13]; K_2 – коэффициент, учитывающий вклад радиационных дефектов, для мишени из нержавеющей стали $K_2 = 1.22$ [13]; K_3 – коэффициент, учитывающий вклад абляции материала мишени, он зависит от плотности энергии и.и.п. и описывается эмпирическим соотношением [13]. Для мишени из нержавеющей стали $K_3 \approx 1$ при плотности энергии и.и.п. менее 4 Дж/см².

Результаты тепловизионной диагностики и.и.п. показаны на рис. 6.

Плотность энергии и.и.п. q , Дж/см², можно рассчитать по локальному спектру ионов суммированием (по всему спектру) произведений флюенса ионов с энергией E на их энергию:

$$q = \sum_i S p_i E. \quad (4)$$

Результаты расчета плотности энергии и.и.п. представлены в табл. 1.

Плотность энергии и.и.п. q , Дж/см², определялась как интеграл произведения ускоряющего напряжения на расчетную плотность ионного тока:

$$q_{\text{расч}}(t) = \int_{t_0}^{\infty} U(t) j_{\text{расч}}(t) dt = \frac{4K_0 \epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t) dt}{[d_0 - v(t - t_0)]^2}. \quad (5)$$

Для экспериментальных данных, представленных на рис. 2, плотность энергии и.и.п., рассчитанная по соотношению (5) для ионов С⁺, составила 4 Дж/см².

Плотность энергии и.и.п. также рассчитывали интегрированием произведения ускоряющего напряжения на скорректированную экспериментальную плотность ионного тока. Для экспериментальных данных, представленных на рис. 2, она составила 3.3 Дж/см² ± 18%.

Плотности энергии и.и.п., рассчитанные по локальному спектру ионов, а также по расчетной и экспериментальной плотности ионного тока, совпадают в пределах погрешности методики. Расчет плотности энергии и.и.п. по плотности ионного тока и по локальному спектру ионов дает

Таблица 1

Тепловизионная диагностика	Плотность энергии и.и.п., Дж/см ² , рассчитанная по				
	$S p_1$	$S p_2$	$S p_3^*$	соотношению (5)	экспериментальной плотности тока
4.3 ± 6%	3.7	3.6	3.5	4	3.3 ± 18%

* соответствует расчетам локального спектра по полному току в диоде.

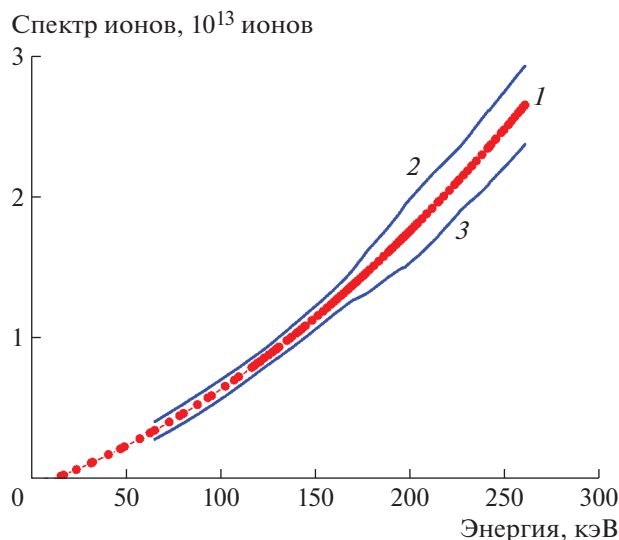


Рис. 7. Полный спектр ионов, генерируемых диодом за импульс, (1) и доверительный интервал (2 и 3), учитывающий погрешности расчета спектра.

более низкие значения по сравнению с тепловизионной диагностикой за счет вклада в нагрев мишени быстрых атомов, которые формируются при перезарядке ионов [27, 28]. Расчет спектра ионов выполнен по показаниям к.ц.Ф., который регистрирует только ионы.

5. ПОЛНЫЙ СПЕКТР ИОНОВ

Спектр ионов по экспериментальной плотности ионного тока рассчитывали по небольшой части (менее 5%) ионов пучка. Полный спектр ионов за импульс можно получить при умножении локального спектра ионов на отношение полной энергии и.и.п. к плотности энергии в точке измерения плотности ионного тока. Полную энергию и.и.п. рассчитывали интегрированием распределения плотности энергии по поперечному сечению пучка (см. рис. 6). Результаты расчета полного спектра ионов показаны на рис. 7.

Полная энергия и.и.п., рассчитанная по полному спектру ионов суммированием (по всему спектру) произведения количества ионов с энергией E на их энергию, для данных, представленных на рис. 7, составила 58 Дж. Полная энергия и.и.п., рассчитанная интегрированием распределения плотности энергии по поперечному сечению пучка (см. рис. 6), равна 64 Дж. Расчет полной энергии и.и.п. по спектру ионов дает заниженные значения за счет вклада в нагрев мишени быстрых атомов.

Для анализа корректности расчетов полного спектра ионов мы выполнили измерение плотности ионного тока в двух точках и.и.п. в течение одного импульса (рис. 8). Плотность ионного то-

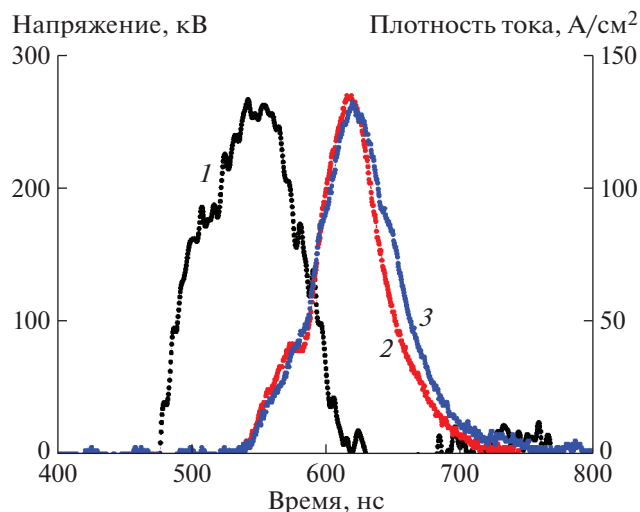


Рис. 8. Осциллограммы: 1 – ускоряющего напряжения (второй импульс) и 2, 3 – плотности ионного тока с двухсекционного к.ц.Ф.

ка измеряли двухсекционным к.ц.Ф. с магнитной отсечкой электронов. Расстояние до диода составляло 13 см, расстояние между коллимирующими отверстиями – 1 см. На рис. 9 приведены локальные спектры ионов, рассчитанные по плотности ионного тока с двухсекционного к.ц.Ф.

Выполненные исследования показали, что локальные спектры ионов в разных точках ионного пучка различаются не более чем на 15%. На рис. 7 показан доверительный интервал для полного спектра ионов за импульс. Он определен с учетом расхождения спектров, рассчитанных по экспериментальной плотности ионного тока и по одно-

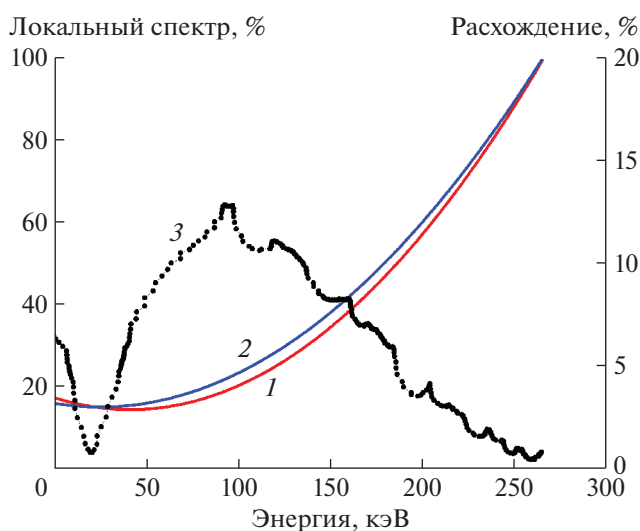


Рис. 9. Нормированные локальные спектры ионов, рассчитанные по плотности ионного тока с двухсекционного к.ц.Ф., (1 и 2) и расхождение этих спектров (3).

мерному соотношению Чайлда–Ленгмюра (см. рис. 5), а также с учетом расхождения локальных спектров ионов по сечению и.и.п. (см. рис. 9).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный алгоритм расчета энергетического спектра импульсного ионного пучка, генерируемого ускорителем прямого действия, позволяет оперативно и с низкой погрешностью контролировать спектр пучка в течение облучения мишени. Для контроля спектра ионов не требуются ни дополнительное оборудование, ни длительная обработка результатов измерений. Методика апробирована на ускорителе ТЕМП-4М (250–300 кэВ, 150 нс) при расчете спектра ионов тремя способами: по осциллограммам ускоряющего напряжения и экспериментальной плотности ионного тока; по осциллограмме ускоряющего напряжения и расчетной плотности ионного тока; по осциллограммам ускоряющего напряжения и полного тока в диоде.

Выполненные исследования показали хорошее совпадение спектров ионов, рассчитанных по экспериментальной и расчетной плотностям ионного тока. Для ионов, энергия которых составляет 95% от полной энергии и.и.п., расхождение спектров не превышает 10% и наиболее существенно в области низкой энергии ионов. Расхождение спектров ионов, рассчитанных по полному току в диоде и по плотности ионного тока, значительно больше.

Исследования показали, что генерация и.и.п. идет синхронно по рабочей поверхности анода и локальные спектры ионов в разных точках ионного пучка различаются не более чем на 15% для одного импульса. Это подтверждает корректность расчета полного спектра ионного пучка по плотности ионного тока и полной энергии и.и.п.

Спектр ионов, рассчитанный по осциллограммам ускоряющего напряжения и экспериментальной плотности ионного тока, использован для оценки погрешности других способов расчета спектров. Этот метод расчета спектра содержит систематические погрешности, но их вклад не превышает 10%, так как выполненные исследования показали хорошее совпадение спектров ионов, рассчитанных по экспериментальной плотности ионного тока и по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана РФФИ, грант № 19-38-90001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984.

2. *Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C.* Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams. Berlin: Springer, 2013.
3. *Was G.S.* Fundamentals of Radiation Materials Science. Metals and alloys. Springer, 2017.
4. *Zinkle S.J., Snead L.L.* // Scripta Materialia. 2018 V. 143. P. 154.
<https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2017.06.041>
5. Изотопы: свойства, получение, применение. В 2 т. / Под ред. В.Ю. Баранова. М.: Физматлит, 2005.
6. *Shen J., An H.H., Liu H.Y., Remnev G.E., Nashilevskiy A.V., Li D.Y., Zhang J., Zhong H.W., Cui X.J., Liang G.Y., Qu M., Yan S., Zhang X.F., Zhang G.L., Yu X., Le X.Y.* // Laser and Particle Beams. 2016. V. 34. Issue 4. P. 742.
<https://doi.org/10.1017/S0263034616000707>
7. *Kojima S., Inoue Sh., Dinh H.Th., Hasegawa N., Mori M., Sakaki H., Yamamoto Y., Sasaki T., Shiokawa K., Kondo K., Yamanaka T., Hashida M., Sakabe S., Nishikino M., Kondo K.* // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. 053305.
<https://doi.org/10.1063/5.0005450>
8. *Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M.* // Journal of Applied Physics. 1965. V. 36. P. 3645.
<https://doi.org/10.1063/1.1703059>
9. *Azooz A.A., Al-Nia'emi S.H., Al-Jubbori M.A.* // Computer Physics Communications. 2012. V. 183. P. 2470.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.06.011>
10. *Kasuya K., Watanabe M., Ido D., Adachi T., Nishigoria K., Ebine T., Okayama H., Funatsu M., Sunami H., Wu C., Hotta E., Miyamoto S., Yasuie K., Nakai S., Kawata S., Okada T., Niu K.* // Fusion Engineering and Design. 1999. V. 44. P. 319.
[https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(98\)00292-0](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00292-0)
11. *Mamyrin B.A.* // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. V. 206. P. 251.
[https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(00\)00392-4](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(00)00392-4)
12. *Wiley W.C., MacLaren I.H.* // Rev. Sci. Instr. 1955. V. 26. № 12. P. 1150.
<https://doi.org/10.1063/1.1715212>
13. *Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В.* // ПТЭ. 2020. № 3. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
14. *Быстрицкий В.М., Быстрицкий Вит.М., Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Падалко В.Н.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2017. Т. 48. Вып. 4. С. 530.
http://www1.jinr.ru/Pepan/v-48-4/05_Bystritski.pdf
15. *Grigoriev S.N., Melnik Yu.A., Metel A.S., Volosova M.A.* // Journal of Applied Physics. 2017. V. 121. 223302.
<https://doi.org/10.1063/1.4985249>
16. *Novikov N.V., Teplova Ya.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 194. 082032.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/194/8/082032>
17. *Bransden B.H., McDowell M.R.C.* Charge exchange and the theory of ion-atom collisions. Clarendon Press, 1992.
18. *Толстихина И.Ю., Шевелько В.П.* // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. С. 267.
<https://ufn.ru/ru/articles/2018/3/b/>
19. *Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P.* // Review of scientific instruments. 2014. V. 85. 073303.
<https://doi.org/10.1063/1.4883177>

20. *Pushkarev A., Prima A., Ezov V., Miloichikova I., Petrenko E.* // Laser and particle beams. 2021. 8815697. <https://doi.org/10.1155/2021/6630259>
21. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
22. *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
23. <https://www.originlab.com>.
24. *Pushkarev A., Zhu X.P., Zhang C.C., Prima A., Li Y., Egorova Yu., Lei M.K.* // Review of Scientific Instruments. 2019. V. 90. Issue 10. 103303. <https://doi.org/10.1063/1.5116598>
25. *Renk T.J., Schall M., Cooper G.W.* Sandia Report SAND2009-8165. 2009. <https://pdfs.semanticscholar.org/8a81/6af20a5eae799e88f9403a8-da9d38d241f6b.pdf>
26. *Humphries S.* Charged Particle Beams. NY.: Wiley, 1990.
27. *Pointon T.D.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 2879. <https://doi.org/10.1063/1.344193>
28. *Desjarlais M.P.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 4696. <https://doi.org/10.1063/1.343827>