

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 533.9

МАТРИЧНЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА T-15МД

© 2025 г. Е. А. Виницкий^{a, b, *}, О. Д. Крохалёв^{a, c}, Л. Г. Елисеев^a, А. В. Мельников^{a, b, c}

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^cНациональный исследовательский университет “МФТИ”, Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия

*E-mail: egor.vinitsky@gmail.com

Поступила в редакцию 22.04.2024 г.

После доработки 03.07.2024 г.

Принята к публикации 10.07.2024 г.

Продemonстрирована возможность применения матричного детектора [Beckstead J.A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68 (1). P. 328], в качестве дополнительного инструмента корреляционных исследований колебаний плотности и полоидального магнитного поля плазмы методом зондирования пучком тяжелых ионов на токамаке T-15МД. Найдено оптимальное положение и размер детектора, определен размер его ячейки. Для четырех значений тороидального магнитного поля $B_T = 1.2; 1.5; 1.7; 2.0$ Тл рассчитаны траектории зондирующих частиц и оценена область плазмы, доступная для измерений. Показана осуществимость одновременных измерений с помощью матричного детектора и основного инструмента измерений – энергетического анализатора, открывающая возможность исследования радиальных и полоидальных пространственных корреляций среднего масштаба, сравнимого с малым радиусом плазмы. Получены оценки пространственного разрешения измерений и ослабления сигнала тока пучка при его прохождении сквозь плазму.

Ключевые слова: матричный детектор, диагностика плазмы пучком тяжелых ионов, турбулентность, корреляции, токамак T-15МД

DOI: 10.56304/S2079562924060459

ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных проблем физики термоядерной плазмы является проблема переноса частиц и энергии поперек удерживающего магнитного поля тороидальной магнитной ловушки. Экспериментальные значения коэффициентов переноса существенно превышают предсказания неокласической теории для токамаков и стеллараторов, перенос оказался аномально высоким [1]. Основной причиной аномального переноса считается возникновение мелкомасштабных колебаний параметров плазмы (турбулентности), которые определяют потери заряженных частиц поперек удерживающего магнитного поля.

Исследование аномального переноса требует развития диагностик турбулентности, обладающих высоким пространственным и временным разрешением. Одним из таких методов исследования турбулентности горячей плазмы, является зондирование плазмы пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) [2–4] в особенности, его многоканальные версии [5], а также двойные системы ЗПТИ, позволяющие исследовать дальние пространственные корреляции параметров плазмы [6, 7].

Одним из инструментов для изучения турбулентности является матричный детектор, который позволяет проводить измерения колебаний плотности плазмы \tilde{n}_e и полоидального магнитного поля \tilde{B}_p в нескольких пространственных точках одновременно [8]. С помощью матричного детектора возможно проводить изучение пространственной и частотной структуры плазменных колебаний и их корреляционных характеристик среднего (~ 10 см) и мелкого (~ 1 см) масштаба с высоким временным разрешением (~ 1 мкс).

Идея матричного детектора была предложена на токамаке TEXT [8] в качестве дополнительного детектора зондирующих ионов для диагностики ЗПТИ. В дальнейшем матричный детектор применялся на стеллараторе TJ-II и токамаке ISTTOK [9], где были проведены измерения колебаний плазменных параметров [10]. В настоящее время начаты первые эксперименты с матричным детектором на токамаке ASDEX Upgrade [11].

В данной работе рассмотрена возможность применения матричного детектора в составе комплекса ЗПТИ для токамака T-15МД [12]. Опреде-

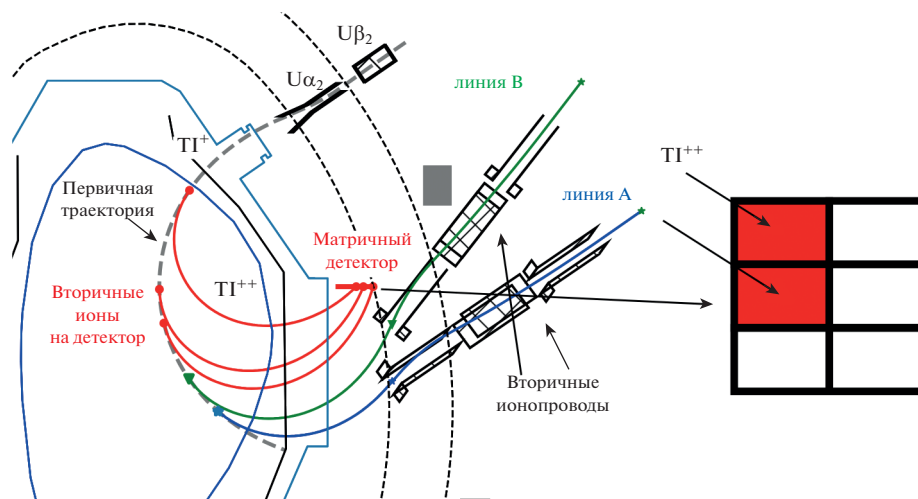


Рис. 1. Схема ЗПТИ для Т-15МД, включающая вторичные ионопроводы для энергетических анализаторов и матричный детектор. Электростатические пластины α_2 и β_2 корректируют углы влета первичного пучка в вертикальной и экваториальной плоскостях.

лены параметры детектора и проведена оценка областей, доступных для измерений при различных режимах работы установки, сделаны оценки интенсивности ожидаемого сигнала.

МАТРИЧНЫЙ ДЕТЕКТОР В СОСТАВЕ ЗПТИ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

Матричный детектор, как инструмент для изучения плазменных колебаний, является дополнением для диагностики ЗПТИ, расширяющим ее возможности исследования плазменной турбулентности. Он имеет вид матрицы прямоугольной формы, состоящей из отдельных ячеек, изолированных друг от друга, как показано на рис. 1. В отличие от энергетического анализатора, который применяется в большинстве работающих комплексов ЗПТИ [13], матричный детектор не позволяет проводить измерения потенциала плазмы, однако обеспечивает измерения колебаний плотности и полоидального магнитного поля плазмы.

Токамак Т-15МД, работающий в НИЦ “Курчатовский институт”, имеет большой радиус $R = 1.48$ м и малый радиус $a = 0.67$ м [14]. Проектные величины тороидального магнитного поля на оси установки $B_T \leq 2$ Тл и тока плазмы $I_{pl} \leq 2$ МА. Согласно первоначальному проекту диагностика ЗПТИ для токамака Т-15МД представляла собой систему, состоящую из инжектора первичных тяжелых ионов Ti^+ , которые ускоряются до энергии $E_{beam} = (100-500)$ кэВ, первичного ионопровода, и одного вторичного ионопровода с энергетическим анализатором [15]. В ходе развития проекта диагностики ЗПТИ было предложено добавить еще один вторичный ионопровод с энергетическим

анализатором [16]. Такая схема диагностики с двумя регистрирующими линиями (линия А и линия В) позволяет расширить диапазон измерений для комплекса ЗПТИ на Т-15МД.

Принцип работы диагностики ЗПТИ основан на инжекции высокоэнергетичного первичного пучка однозарядных тяжелых ионов (Ti^+ , Cs^+) с энергией E_{beam} в плазму. Ионы первичного пучка, попадая в плазму, вторично ионизуются $Ti^+ \rightarrow Ti^{++}$, в результате чего образуется веер вторичных траекторий ионов Ti^{++} . Часть веера попадает во вторичные ионопроводы и регистрируется энергетическими анализаторами, а другая часть может быть зарегистрирована матричным детектором (рис. 1).

Измерения с помощью матричного детектора:

Каждая из отдельных ячеек матричного детектора регистрирует сигнал тока вторичных частиц, попавших на нее I_{cell} . Колебания интенсивности сигнала на выбранной ячейке детектора \tilde{I}_{cell} определяется следующим соотношением [10]:

$$\tilde{I}_{cell} = 2I_0 \tilde{n}_e(r_{sv}, t) \sigma_{eff12}(r_{sv}) \lambda(r_{sv}) \times \exp \left(- \int_{r_{in}}^{r_{sv}} n_e(s) \sigma_{eff12}(s) ds - \int_{r_{sv}}^{r_{out}} n_e(s) \sigma_{eff23}(s) ds \right), \quad (1)$$

где r_{sv} — радиус области наблюдения, r_{in} — радиус точки влета первичного пучка в плазму, r_{out} — радиус точки вылета вторичного пучка из плазмы I_0 — ток первичного пучка, σ_{effij} — эффективное сечение ионизации из i состояния в j состояние, λ — линейный размер области наблюдения вдоль пер-

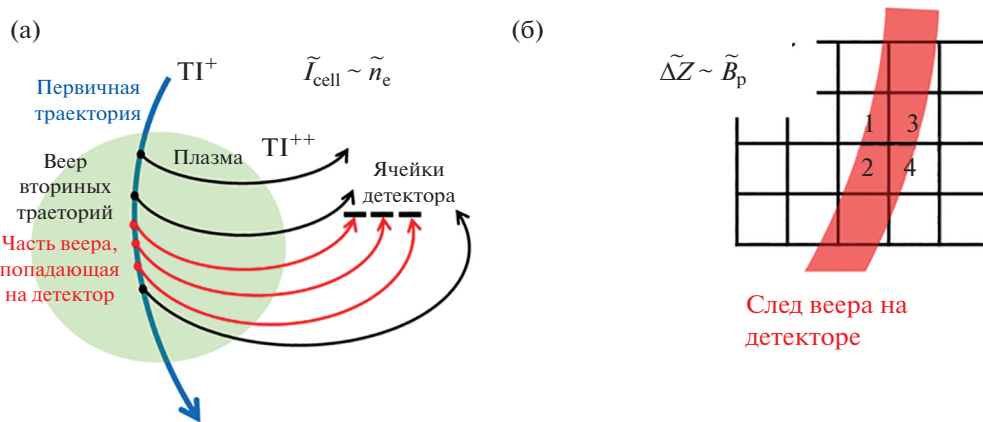


Рис. 2. Схема измерений с помощью матричного детектора колебаний плотности плазмы (а) и полоидального поля плазмы (б). Цифрами подписаны номера ячеек.

вичной траектории, из которой частицы попали в данную ячейку детектора.

Колебания интенсивности сигнала на выбранной ячейке дают информацию о колебаниях плотности плазмы в точке наблюдения. Схема измерения колебаний плотности плазмы \tilde{n}_e представлена на рис. 2а.

Помимо этого, по разности сигналов соседних ячеек в горизонтальном слое можно оценить относительное смещение вторичного пучка в тороидальном направлении:

$$\Delta z = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3}, \quad (2)$$

где I_1, I_3 — ток вторичного пучка с соседних ячеек.

Тороидальное смещение обусловлено полоидальным магнитным полем B_p , поэтому колебания Δz отражают колебания полоидального магнитного поля плазмы \tilde{B}_p [17]. Схема измерения колебаний полоидального магнитного поля плазмы представлена на рис. 2б.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МАТРИЧНОГО ДЕТЕКТОРА

Предполагается, что матричный детектор будет расположен горизонтально в верхней части экваториального патрубка Т-15МД, см. рис. 1. Для оценки его диагностических возможностей необходимо определить его геометрические параметры: L_x — длина детектора в радиальном направлении, L_z — ширина детектора в тороидальном направлении, y_d — вертикальное положение детектора, dL — линейный размер ячейки, см. рис. 3.

На первом этапе расчетов была определена область возможного положения матричного детек-

тора. Так как матричный детектор является дополнительным инструментом для диагностики ЗПТИ на Т-15МД, то его расположение не должно мешать проведению экспериментов с помощью энергетических анализаторов. На рис. 4 представлены все вторичные траектории, которые попадают в анализатор линии А, оптимизированной для магнитного поля $B_T = 1$ Тл, и все вторичные траектории для линии В, оптимизированной для номинального поля $B_T = 2$ Тл. Таким образом, детектор естественно расположить выше области, занятой траекториями, идущими в анализаторы.

Матричный детектор должен быть полностью закрыт от излучения плазмы. Для этого предлагается установить вертикальную стенку с координатой $x = 2.45$ м. Высота стенки подбиралась таким образом, чтобы закрыть от прямой видимости плазмы весь матричный детектор целиком.

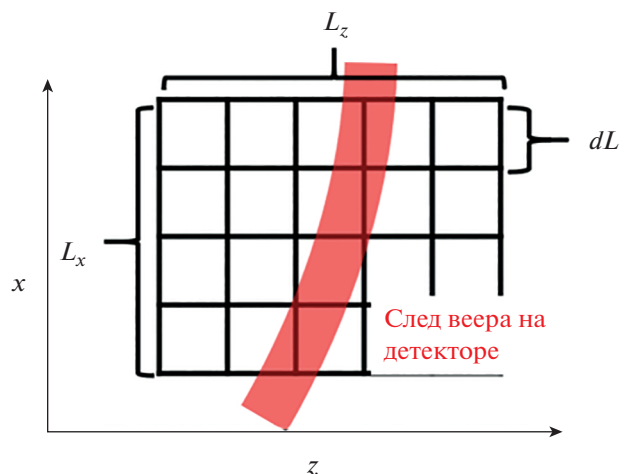


Рис. 3. Вид матричного детектора со стороны вторичного веера.

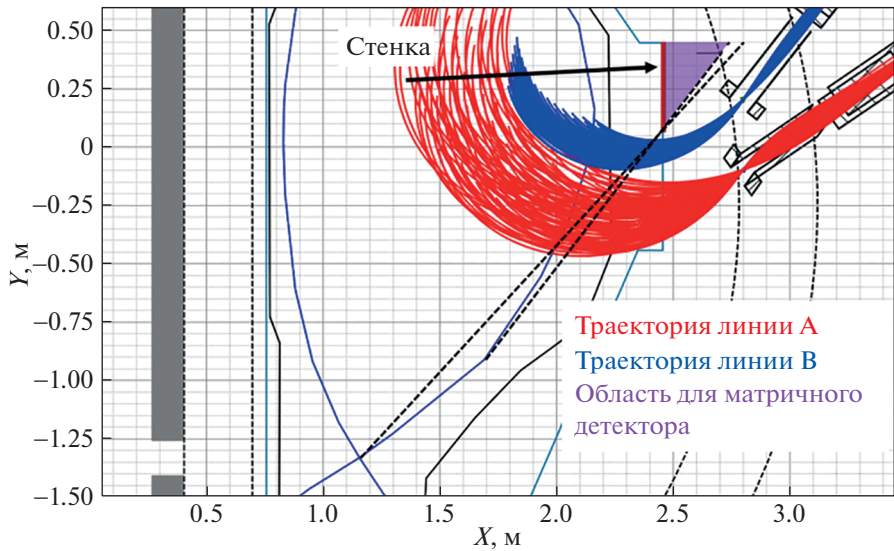


Рис. 4. Область возможного расположения матричного детектора в вертикальной плоскости XU . Дополнительная вертикальная защитная стенка закрывает область матричного детектора от прямого излучения из плазмы.

Для расположения матричного детектора в вертикальной плоскости XU остается область в виде прямоугольного треугольника, показанная фиолетовым цветом на рис. 4.

Положение и размеры детектора выбирались с учетом возможности одновременных измерений с помощью одного из энергетических анализаторов и матричного детектора. Для реализации этой схемы измерений были выбраны траектории, которые попадают в энергетический анализатор линии А в режиме $B_T = 1.5$ Тл и $I_{pl} = 1.5$ МА. Таким образом, для матричного детектора имеется некоторый набор первичных траекторий с определенной энергией E_{beam} , углом влета α , который определяется напряжением на α_2 пластине и напряжением на β_2 пластине, которое определяет отклонение траектории в тороидальном направлении. Вторичные ионы, ионизовавшиеся на определенных фрагментах первичных траекторий и попадающие на матричный детектор, формируют его ли-

нии наблюдения. Объединение таких линий наблюдения образует область наблюдения. Пример области наблюдения для $y_d = 0.4$ м и режима $B_T = 1.5$ Тл и $I_{pl} = 1.5$ МА представлен на рис. 5.

Расчеты траекторий показали, что для этого положения матричного детектора площадь области наблюдения в плазме максимальна.

Следы вееров вторичных траекторий на матричном детекторе показаны на рис. 6.

В найденной области удалось разместить детектор длиной $L_x = 0.12$ м, шириной детектора $L_z = 0.2$ м с разбиением на ячейки размером 1×1 см. Вертикальная стенка для защиты детектора от прямого излучения плазмы, отсекает часть вторичных частиц, поэтому на детекторе прямоугольной формы возникают пустые зоны.

Для выбранного матричного детектора были определены области наблюдения для режимов $B_T = 1.2$ Тл, $I_{pl} = 1$ МА; $B_T = 1.7$ Тл и $I_{pl} = 1.5$ МА (рис. 7) и $B_T = 2.0$ Тл и $I_{pl} = 2.0$ МА (рис. 8).

Для каждого из трех рассмотренных режимов были определены энергии пучка и их радиальный диапазон, см. табл. 1.

Для всех рассмотренных режимов возможны одновременные измерения с помощью матричного детектора и энергетического анализатора линии А. Пример таких одновременных измерений показан на рис. 5. Эти измерения позволяют провести исследование радиальных корреляций между градиентной областью плазмы $\Delta\rho = 0.3\text{--}0.6$ (матричный детектор) и периферийной зоной $\Delta\rho = 0.9$ (энергетический анализатор).

Таблица 1. Диапазоны начальной энергии пучка, необходимые для измерений и радиальные диапазоны для рассмотренных режимов

Режим B_T , Тл, I_{pl} , МА	E_{beam} , кэВ	$\Delta\rho$
1.2, 1.0	120–220	0.3–0.6
1.5, 1.5	220–340	0.3–0.6
1.7, 1.5	260–360	0.3–0.6
2.0, 2.0	360–420	0.4–0.6

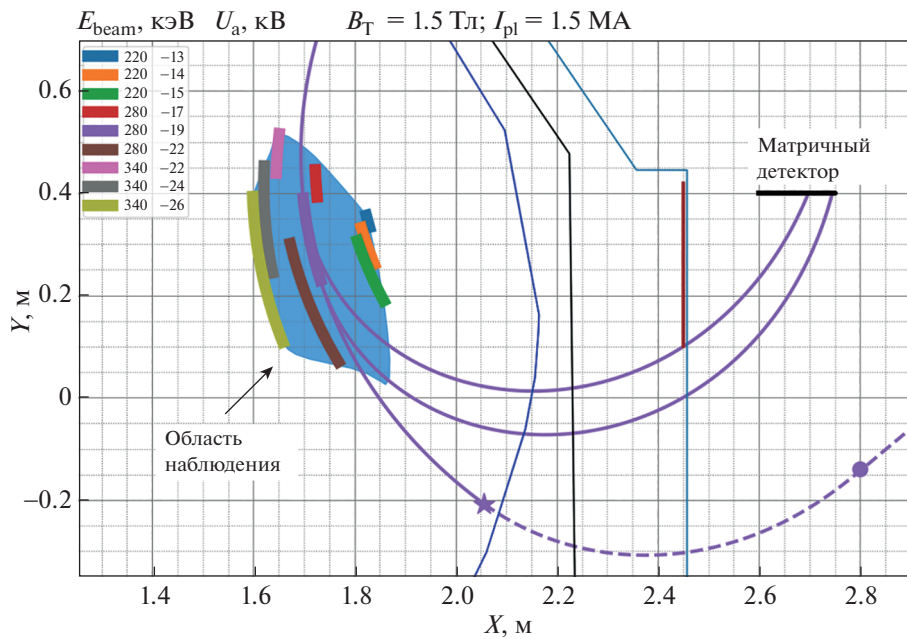


Рис. 5. Область наблюдения для вертикального положения матричного детектора $y_d = 0.4$ м при $B_T = 1.5$ Тл и $I_{pl} = 1.5$ МА. Показаны наиболее представительные линии наблюдения, которые формируют область наблюдения для выбранного положения детектора. Пунктирной линией отмечена вторичная траектория, попадающая в энергетический анализатор линии А. На ней звездочкой указана точка вторичной ионизации, круглой точкой указана точка влета во вторичный ионопровод линии А.

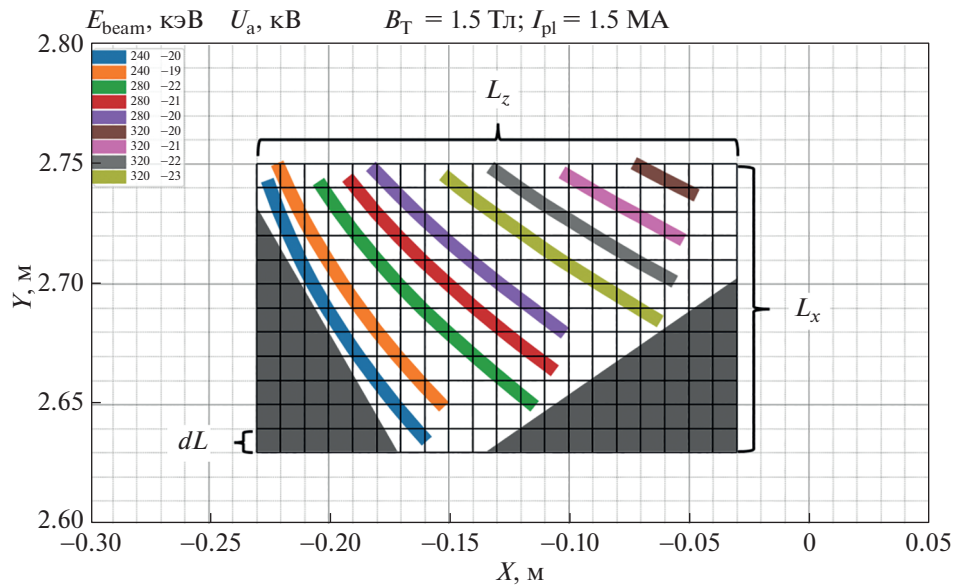


Рис. 6. Следы вееров вторичных траекторий на матричном детекторе для различных энергий пучка, вид со стороны вторичного пучка. Параметры детектора: $L_x = 0.12$ м, $L_z = 0.2$ м, $dL = 1$ см. Темным цветом показаны зоны, куда пучок не попадает, возникшие в результате отсечения части вторичного веера защитной вертикальной стенкой.

Оценим пространственное разрешение измерений λ , см. уравнение (1). Тороидальный размер вторичного веера может оказаться больше разме-

ра одной ячейки в 1 см, см. рис. 26. Один тороидальный ряд ячеек матричного детектора вырезает фрагмент первичной траектории, что показано

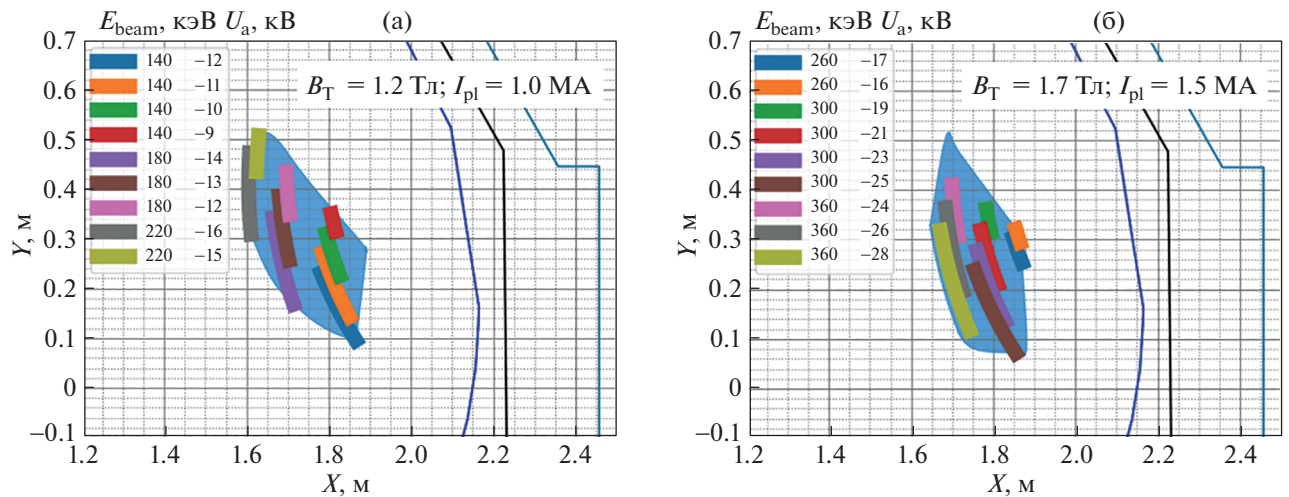


Рис. 7. Области наблюдения для режимов $B_T = 1.2$ Тл, $I_{pl} = 1.0$ МА (а) и $B_T = 1.7$ Тл, $I_{pl} = 1.5$ МА (б). Показаны наиболее представительные линии наблюдения, которые формируют области наблюдения для выбранного положения детектора, области показаны голубым цветом.

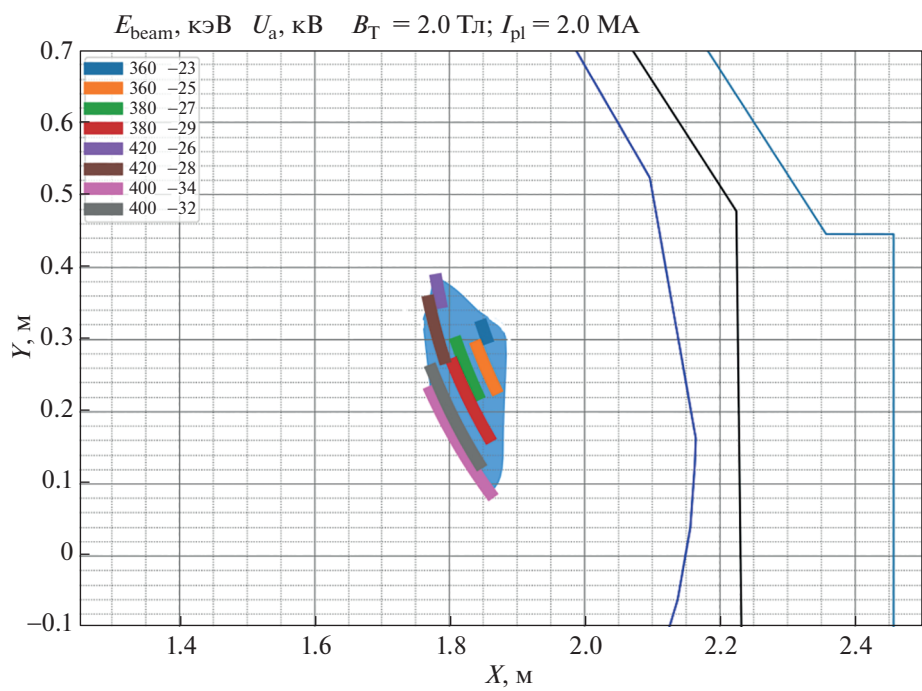


Рис. 8. Область наблюдения для режима $B_T = 2.0$ Тл и $I_{pl} = 2.0$ МА. Показаны наиболее представительные линии наблюдения, которые формируют области наблюдения для выбранного положения детектора, область показана голубым цветом.

на рис. 9. Для режима $B_T = 1.5$ Тл и $I_{pl} = 1.5$ МА и выбранного линейного размера ячейки детектора $\lambda = 0.9\text{--}2.6$ см.

Поскольку в зависимости от полного тока плазмы смещение траекторий в тороидальном направ-

лении значительно меняется, необходимо предусмотреть корректировку положения матричного детектора по оси Z в зависимости от режима работы установки, или увеличить ее размер L_z , добавив новые ряды ячеек в тороидальном направлении.

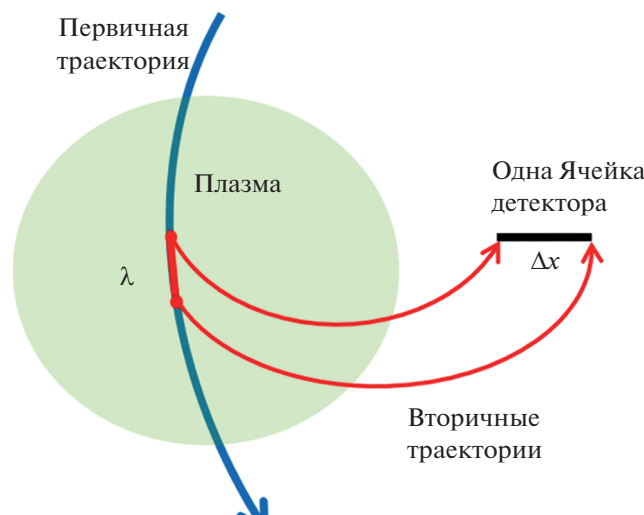


Рис. 9. Схема определения пространственного разрешения для выбранной ячейки матричного детектора: λ — пространственное разрешение, Δx — линейный размер ячейки матричного детектора.

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ СИГНАЛА НА МАТРИЧНОМ ДЕТЕКТОРЕ

Оценим интенсивность сигнала тока вторичного пучка на ячейках матричного детектора. Ослабление тока пучка вызвано ионизацией частиц пучка при их прохождении через плазму по первичной и вторичной траекториям, см. формулу (1). Эффективные сечения ионизации были взяты из работы [18]. Для тока первичного пучка

в $I_0 = 500$ мкА ослабления были рассчитаны для двух вариантов профилей плотности и температуры плазмы. На рис. 10 и 11 представлены области наблюдения матричного детектора с оценкой интенсивности сигнала тока вторичного пучка для данных из работ [19, 20]. Профили плотности и температуры плазмы приведены на рис. 12. Каждая точка на рис. 10 и 11 соответствует точке наблюдения одной ячейкой матричного детектора

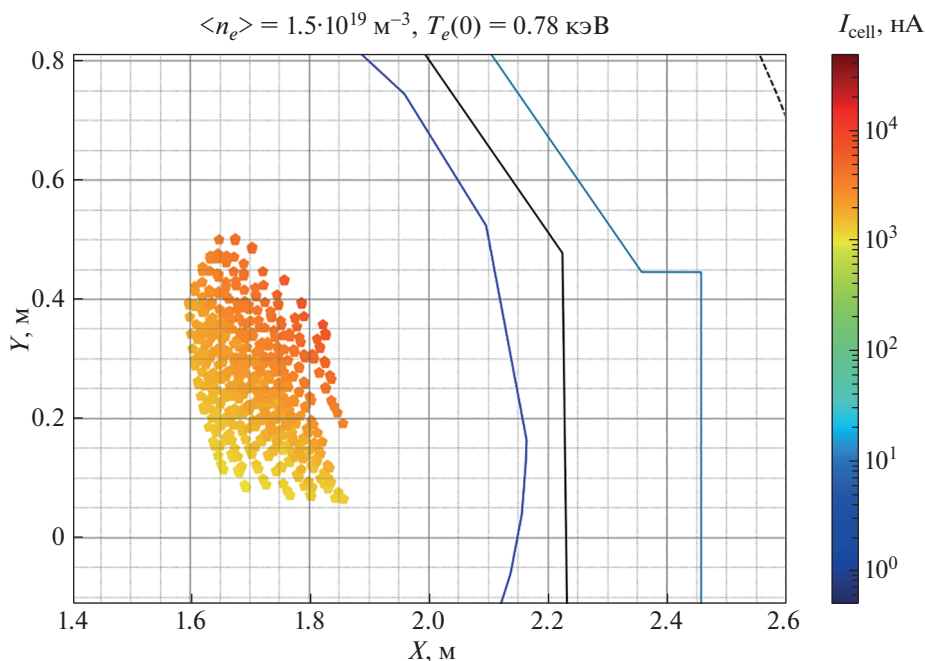


Рис. 10. Интенсивность сигнала тока вторичного пучка, рассчитанная на основе профилей плотности и температуры плазмы для омического режима токамака, смоделированного в работе [19] при начальном токе первичного пучка $I_0 = 500$ мкА.

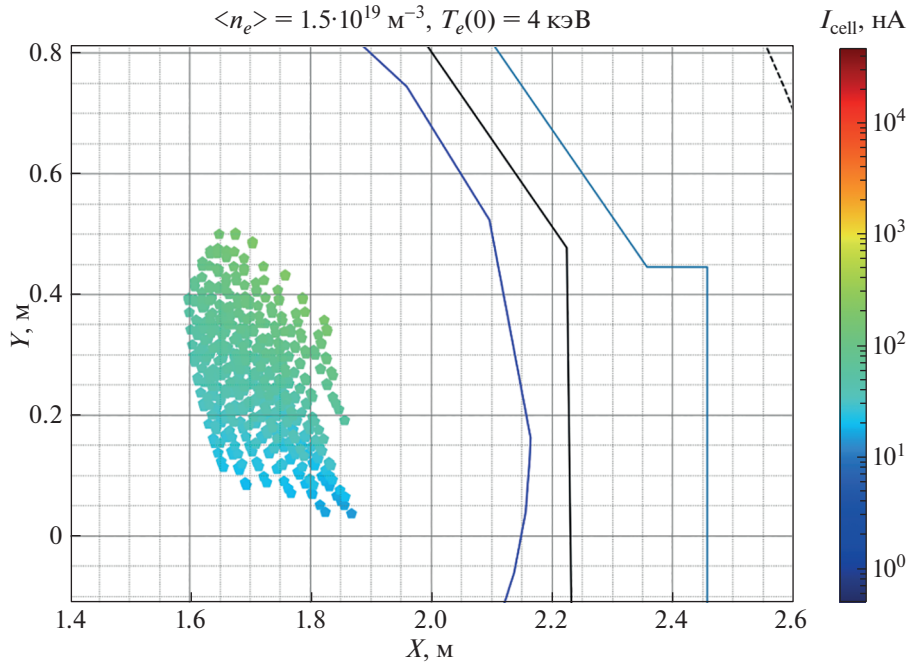


Рис. 11. Интенсивность сигнала тока вторичного пучка, рассчитанная для режима с инжекционным нагревом и высокой плотностью, смоделированного на основе профилей плотности и температуры плазмы из работы [20] при начальном токе первичного пучка $I_0 = 500 \text{ мкА}$.

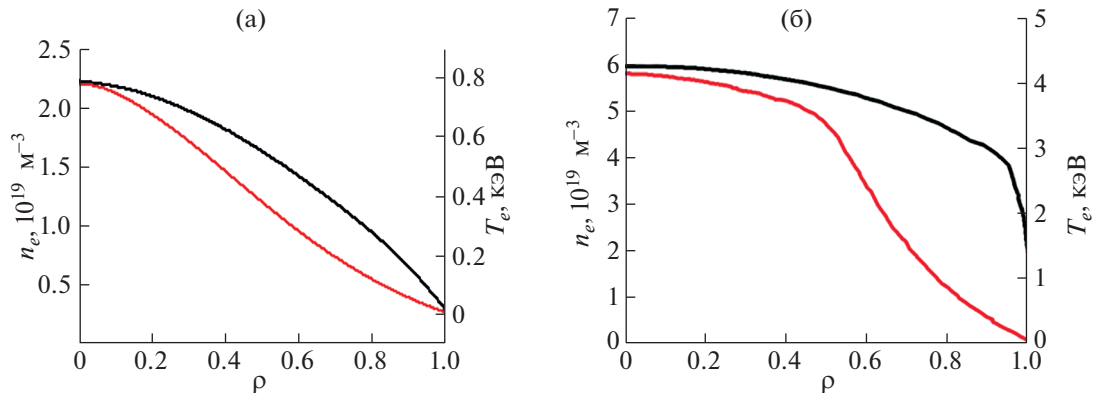


Рис. 12. Профили плотности и температуры плазмы, взятые для расчета интенсивности сигнала вторичного тока, для омического режима с низкой плотностью [19] (а) и режима с полностью неиндуктивным поддержанием тока и высокой плотностью [20] (б).

при фиксированной энергии пучка E_{beam} , и отклоняющем напряжении U_{α_2} .

Отметим, что интенсивность тока вторичного пучка для омического режима с низкой плотностью (рис. 10) значительно выше, чем для режима с инжекционным нагревом и высокой плотностью (рис. 11). Это связано как с меньшей средней плотностью плазмы, так и с тем, что во втором случае профиль плотности плазмы более плоский, то есть в области прохождения траекторий локальная плотность плазмы выше. Однако в обоих случаях большинство точек имеют ток вто-

ричного пучка $I_{\text{cell}} \geq 25 \text{ нА}$, достаточный для измерения флуктуаций параметров плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность использования матричного детектора для диагностики ЗПТИ на токамаке Т15-МД. Выбраны расположение матричного детектора, его размеры и размер ячейки. Предложенная схема расположения матричного детектора обеспечивает защиту его рабочей поверхности от попадания прямого излучения плазмы и обеспе-

чивают широкую область измерений в плазме. Показано, что для трех режимов работы установки с $B_T = 1.2; 1.5; 1.7$ Тл и $I_{pl} = 1.0; 1.5; 1.5$ МА соответственно возможны одновременные измерения с помощью матричного детектора и энергетического анализатора. Оценки ослабления тока пучка за счет ионизации при его прохождении через плазму показывают возможность измерения флуктуаций плотности и магнитного поля плазмы в режимах с среднехордовой плотностью плазмы до $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Conway G.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 124026. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/50/12/124026>
2. Melnikov A.V. et al. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 072004. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5382>
3. Eliseev L.G. et al. // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. P. 3402106. <https://doi.org/10.1585/PFR.13.3402106>
4. Donné A.J.H. et al. // Czech. J. Phys. 2002. V. 52. P. 1077. <https://doi.org/10.1023/A:1021024005348>
5. Melnikov A.V. et al. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 850. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.096>
6. Sarancha G.A. et al. // JETP Lett. 2022. V. 116. P. 98. <https://doi.org/10.1134/S0021364022601178>
7. Melnikov A.V. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 084008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aac97f>
8. Beckstead J.A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 328. <https://doi.org/10.1063/1.1147861>
9. Gonçalves B. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 3511. <https://doi.org/10.1063/1.1785276>
10. Henriques R.B. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 10D705. <https://doi.org/10.1063/1.4729496>
11. Galdon-Quiroga J. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2024. V. 95. P. 013504. <https://doi.org/10.1063/5.0175720>
12. Melnikov A.V. et al. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 96–97. P. 306. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.06.080>
13. Melnikov A.V. Electric Potential in Toroidal Plasmas. Springer Series in Plasma Science and Technology. 2019. Cham: Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-03481-8>
14. Khvostenko P.P. et al. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 1108. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.018>
15. Drabinskiy M.A. et al. // J. Instrum. 2019. V. 14. P. C11027. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/11/C11027>
16. Крохалев О.Д. Тр. конф. “Диагностика высокотемпературной плазмы.” Сочи, 2023. 2023. Т. 1. С. 252–253. Москва: ИТЕР-Центр.
17. Simic V.J. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. P. 3061. <https://doi.org/10.1063/1.1141727>
18. Divine T.F. et al. // Phys. Rev. A. 1976. V. 13. P. 54. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.13.54>
19. Касьянова Н.В., Днестровский Ю.Н., Мельников А.В. // Физика плазмы. 2024. Т. 50 (3). С. 284. <https://doi.org/10.31857/S0367292124030039>
20. Леонов В.М. // ВАИТ. Сер. Термояд. синтез. 2016. Т. 39 (3). С. 73. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-3-73-79>

Multiple Cell Array Detector for a Heavy Ion Beam Probe on the T-15MD Tokamak

E. A. Vinitskiy^{1, 2, *}, O. D. Krohalev^{1, 3}, L. G. Eliseev¹, and A. V. Melnikov^{1, 2, 3}

¹ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

² National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701 Russia

*e-mail: egor.vinitsky@gmail.com

Received April 22, 2024; revised July 3, 2024; accepted July 10, 2024

Abstract—The potential of utilizing a multiple cell array detector (MCAD) [Beckstead J.A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68 (1). P. 328] has been demonstrated, as an additional tool for correlation studies of density and poloidal field fluctuations in a plasma as a part of the heavy ion beam probe on the T-15MD tokamak. The optimum position and size of the detector have been found, and its cell size has been determined. Trajectories of probing particles have been calculated and the plasma region for measurements has been estimated for the toroidal magnetic fields $B_t = 1.2, 1.5, 1.7$, and 2.0 T. It has been shown that simultaneous measurements with the multiple cell array detector and the energy analyzer as the main measurement tool are possible, which allows the study of radial and poloidal spatial correlations of medium scale comparable to the small plasma radius. The spatial resolution of measurements and attenuation of the beam current signal during its passage through the plasma have been estimated.

Keywords: multiple cell array detector, heavy ion beam probe, correlations, T-15MD tokamak