

04.2

Демонстрация методики центрального нижнегибридного нагрева плазмы высокой плотности на токамаке ФТ-2

© С.И. Лашкул, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, А.Н. Коновалов, Д.В. Куприенко, М.И. Миронов, Ф.В. Чернышев, С.В. Шаталин, А.Ю. Степанов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: Serguey.Lashkul@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 7 декабря 2023 г.

Принято к публикации 7 декабря 2023 г.

Экспериментально продемонстрирована основанная на теоретических представлениях методика центрального нижнегибридного нагрева ионной компоненты плотной плазмы токамака. Эксперименты выполнены на токамаке ФТ-2 — компактном токамаке с большим аспектным отношением и сильным тороидальным магнитным полем $B_T \leq 3.5$ Т (большой тороидальный радиус $R = 0.55$ м, малый $a = 0.08$ м). Максимальное увеличение температуры ионов от $T_i(0) = 200$ до 500–600 эВ в результате дополнительного центрального нижнегибридного нагрева ($f_0 = 920$ МГц, $P_{RF} = 100$ кВт) получено в дейтериевой плазме при пониженном значении $B_T = 1.7–1.9$ Т.

Ключевые слова: высокочастотный нагрев ионов, моделирование, спектр продольного замедления высокочастотной волны, диагностика температуры ионов плазмы.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.06.57304.19802

С волнами промежуточного частотного диапазона (дециметровых длин волн) в 70-е и 80-е годы прошлого века связывали большие надежды на нагрев ионной компоненты плазмы в установках с магнитным удержанием. В экспериментах по нагреву использовались замедленные волны, для которых в плазме существовал нижний гибридный резонанс, где резко уменьшается длина волны в направлении поперек магнитного поля и должно происходить поглощение волны на ионах по стохастическому механизму [1]. В многочисленных экспериментах на токамаках среднего (PLT, ASDEX, Alcator C) и малого (Petula B, Vega, ФТ-1, DITE, ФТ-2) размера [1,2] наблюдались такие признаки взаимодействия нижнегибридных (НГ) волн с ионной компонентой плазмы, как ускорение ионов и генерация высокоэнергичных „хвостов“ ионной функции распределения, термализация которых при благоприятных обстоятельствах может приводить к нагреву плазмы. Однако эффект собственно нагрева ионов плазмы наблюдался в единичных экспериментах [2]. Среди причин этой неудачи назывались как плохое удержание высокоэнергичных ионов в токамаке и их слабая термализация в недостаточно плотной плазме, так и возбуждение нелинейных процессов, в первую очередь параметрических распадных неустойчивостей на периферии плазмы [1,2]. В связи с этой неудачей в течение длительного времени интерес к нижнегибридному нагреву (НГН) ионов был ослаблен и волны промежуточного частотного диапазона использовались в основном для решения задачи поддержания безындукционного тока в плазме токамака [3]. В этом направлении был достигнут значительный прогресс [4]. В последнее время исследования НГН ионов были возобновлены на токамаке ФТ-2, где экспериментально были продемонстрированы воз-

можность одновременного снижения роли трех перечисленных выше эффектов, уменьшающих эффективность НГН ионов, и возможность осуществления центрального НГН ионов в плазме „итэровского“ уровня плотности масштаба $n_e \leq 10^{20}$ м⁻³. Так, в опубликованной ранее работе [5] показана возможность пересмотра эффективности НГН ионов в случае плотной плазмы с учетом характерных особенностей, обнаруженных при изучении изотопного эффекта взаимодействия НГ-волн с плазмой. В настоящей работе предлагается и экспериментально демонстрируется методика центрального эффективного НГН плотной плазмы. Она основана на использовании сильной зависимости плотности, при которой имеет место нижний гибридный резонанс (lower hybrid resonance, LHR), от магнитного поля токамака и частоты греющей волны:

$$n_e|_{LHR} = (m_i/4\pi e^2)(\omega^2/(1 - \omega^2/\omega_{ce}\omega_{ci})). \quad (1)$$

В зависимости (1), приведенной в гауссовой системе единиц, m_i — масса иона, ω — частота греющей волны, $\omega_{ce} = eH/m_e c$ и $\omega_{ci} = eH/m_i c$ — электронная и ионная циклотронные частоты соответственно. Это выражение получено для двухкомпонентной плазмы, тем не менее оно с хорошей точностью применимо и для условий, характерных для центра плазмы токамака при наличии легких примесей. Согласно (1), плотность, при которой возникает нижнегибридный резонанс и становится возможным сильное замедление волны накачки, резко возрастает при стремлении ее частоты к среднему геометрическому от электронной и ионной циклотронной частоты: $\omega \rightarrow \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$. Такая закономерность имеет место и при учете тепловых эффектов, когда замедление волны накачки поперек магнитного поля происходит

около точки линейной трансформации (line conversion point, LCP), близкой к точке нижнего гибридного резонанса. Зависимость плотности n_{LC} плазмы в точке линейной трансформации волны на частоте 920 МГц от магнитного поля была использована в настоящей работе, где исследуется эффективность НГН ионной компоненты дейтериевого разряда токамака ФТ-2 при различных магнитных полях, обеспечивающих приближенное выполнение условия (1) при высоких плотностях в центральной зоне разряда. Другими словами, при этом использовались магнитные поля, обеспечивающие приближенное выполнение равенства частоты волны накачки ($f_0 = 920$ МГц) и среднего геометрического значения электронной и ионной циклотронной частоты. Эксперимент выполнен на токамаке ФТ-2 с большим аспектным отношением (большой тороидальный радиус $R = 0.55$ м, малый $a = 0.08$ м) и сильным тороидальным магнитным полем $B_T \leq 3.5$ Т [5]. Исследования дополнительного НГН ионов проводились в высокоплотном режиме (ВПР) ($n_e \leq 10^{20}$ м $^{-3}$) в дейтериевой плазме.

Детальный анализ локализации области НГН проводился как с помощью изменения фазового соотношения $\Delta\varphi$ между двумя волноводами грилла, так и путем изменения величины B_T . Для этого необходимо было, во-первых, выполнить расчеты спектра показателя продольного замедления волны накачки $N_{||} = N_z$ (где N_z — проекция показателя преломления N на тороидальную ось z [1]) в зависимости от фазового соотношения $\Delta\varphi$ между волноводами и, во-вторых, рассчитать положение LCP „холодной“ НГ-волны в „теплую“ плазменную моду (т.е. значение плотности n_{LC}) при различных значениях B_T . Спектры продольного замедления СВЧ-волны $N_z = N_{||}$ рассчитывались с помощью программы GRILL3D [6] при учете импеданса плазмы (путем численного решения волнового уравнения). Они характеризуются двунаправленностью (по отношению к плазменному току) и наличием нескольких максимумов в распределении высокочастотной (ВЧ) мощности $P(N_z)$ по спектру. Для несимметричных спектров (например, при $\Delta\varphi \approx \pi/2$) максимумы соответствуют значениям замедлений $N_z \approx -9, -3, 4$ и 20 . При $\Delta\varphi = 0$ и π спектры симметричные с максимумами при $N_z \approx \pm 5$ и $N_z \approx \pm 4, \pm 12$ соответственно. Спектр N_z определяет условия распространения и поглощения НГ-волны [1]. В проведенных экспериментальных сериях при наличии сложного спектра N_z непосредственного влияния фазового смещения $\Delta\varphi$ на эффективность ионного нагрева выявить не удалось, однако эффект зависимости локализации дополнительного нагрева при изменении B_T был продемонстрирован.

Зависимости значений плотности n_{LC} при противофазном ($\Delta\varphi = \pi$) возбуждении волнопроводов двухволнового грилла от величины тороидального магнитного поля B_T для различных значений проекции показателя преломления волны на направление магнитного поля N_z

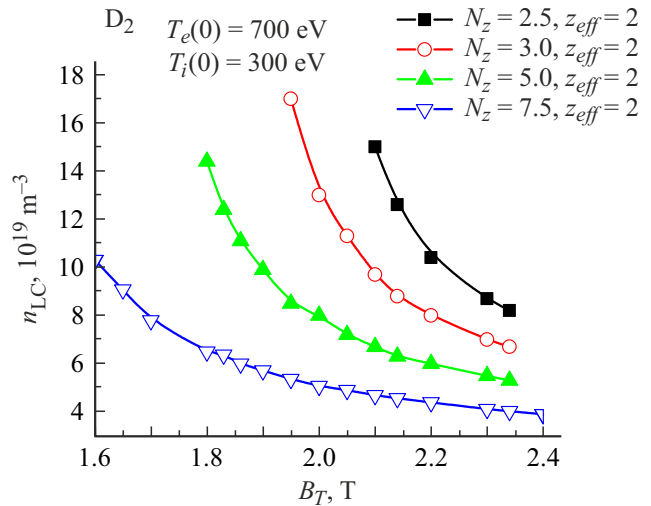


Рис. 1. Зависимости значений плотности n_{LC} при противофазном ($\Delta\varphi = \pi$) возбуждении волнопроводов двухволнового грилла от B_T для различных значений N_z (при $z_{eff} = 2$), рассчитанные для дейтериевой плазмы. Моделирование проводилось для плазмы, где $T_e(0) = 700$ эВ и $T_i(0) = 300$ эВ.

(при эффективном заряде плазмы $z_{eff} = 2$), рассчитанные для дейтериевой плазмы (D-плазмы), представлены на рис. 1. Видно, что рост B_T смещает область поглощения НГ-мощности в зону с меньшей плотностью n_{LC} , т.е. к периферии плазменного шнура. Так, например, при значении $N_z = 5-7.5$, достигаемом при противофазном возбуждении волнопроводов, и тороидальном поле $B_T = 2.2-2.3$ Т плотность в точке линейной трансформации $n_{LC} \approx (5-4) \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$. Снижение тороидального поля на 20–25% (до $B_T \approx 1.7-1.9$ Т), допустимое с точки зрения устойчивости плазменного разряда, приводит к смещению точки линейной трансформации в зону с большей плотностью $n_{LC} \sim 10^{20}$ м $^{-3}$, которая может быть достигнута только в центральной области ВПР. Область нагрева в этом случае должна располагаться ближе к центру разряда.

Дальнейшее снижение B_T выводит LCP из области плазмы и должно переключать взаимодействие СВЧ-волны с ионами на поглощение в электронной компоненте. Для оценки места локализации дополнительного нагрева кроме профилей тепловых ионов $T_i(r)$ (r — радиус магнитной поверхности) рассматривались также профили „эффективной температуры“ $T_{i_tail}(r)$ быстрых „хвостовых“ ионов, возникающих непосредственно при взаимодействии СВЧ-волны с ионами плазмы (см. рис. 7 в [5]). Хордовые профили $T_i(y)$ и $T_{i_tail}(y)$ измерялись пятиканальным анализатором атомов перезарядки (neutral particle analyzer, NPA) [7] при сканировании потоков атомов перезарядки из плазмы по вертикали (здесь y — прицельное расстояние хорды наблюдения по отношению к оси камеры). Прямые измерения T_i с помощью NPA в отличие от $T_{i_tail}(r)$ для центральной области плазмы при $\langle n_e \rangle > 5 \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$,

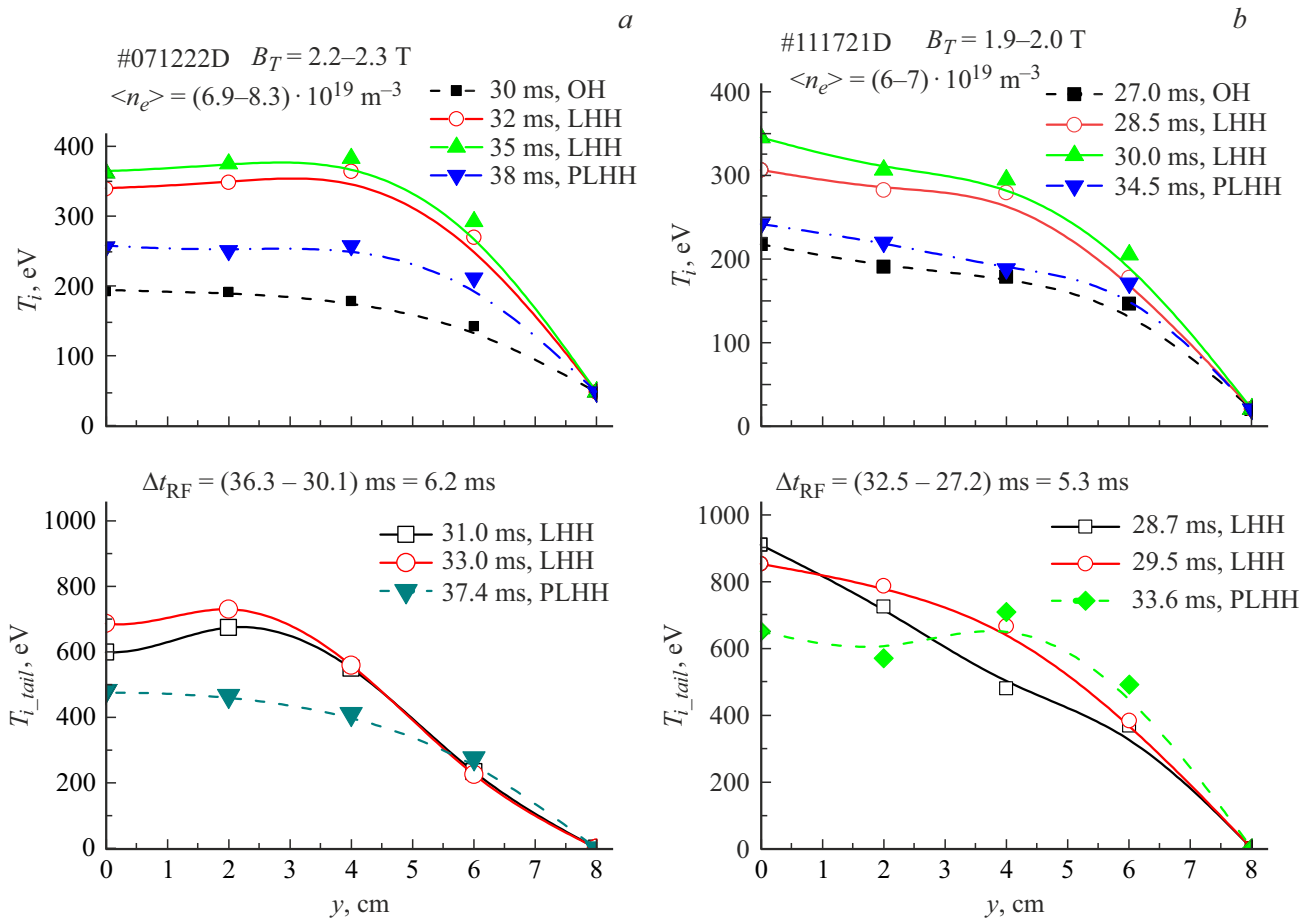


Рис. 2. Хордовые профили $T_i(y)$ и $T_{i_tail}(y)$ при дополнительном НГН, $P_{RF} = 100 \text{ kW}$ (y — прицельное расстояние). a — $B_T = 2.2\text{--}2.3 \text{ T}$, $\Delta t_{RF} = 30.1\text{--}36.3 \text{ ms}$; b — $B_T = 1.9\text{--}2.0 \text{ T}$, $\Delta t_{RF} = 27.2\text{--}32.5 \text{ ms}$. ОН — омический нагрев, ЛНН — нижегибридный нагрев, PLНН — профиль после отключения нижегибридного нагрева.

к сожалению, не представлялись возможными. Это объяснялось эффектом экранирования потоков атомов перезарядки плазмой ВПР, который вносил значительную погрешность в измерения T_i . В этом случае для центральных областей экспериментальные значения T_i , полученные с помощью NRA, корректировались согласно модельным расчетам с помощью кода DOUBLE MC-2 [5,7]. В работе проводится сравнение двух экспериментальных серий при $P_{RF} = 100 \text{ kW}$: 1) #071222D с высоким разрядом при $B_T = 2.2\text{--}2.3 \text{ T}$ (ток плазменного разряда $I_{pl} = 34 \text{ kA}$, длительность СВЧ-импульса $\Delta t_{RF} = 30.1\text{--}36.3 \text{ ms}$, $\langle n_e \rangle = 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$); 2) #111721D при тех же параметрах, но с более низкими значениями $B_T = 1.9\text{--}2.0 \text{ T}$, $I_{pl} = 27 \text{ kA}$ и $\Delta t_{RF} = 27.2\text{--}32.5 \text{ ms}$. Плотность дейтериевой плазмы в ходе дополнительного НГН, согласно измерениям интерферометра, нарастала от $\langle n_e \rangle = 6.9 \cdot 10^{19}$ до $8.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. В обоих случаях отмечался дополнительный нагрев основных ионов плазмы от $T_i(y = 0 \text{ cm}) = 200$ до 350 eV (на $\Delta T_i(y = 0 \text{ cm}) \approx 150 \text{ eV}$), однако профили ионной температуры $T_i(y)$ при $B_T = 1.9\text{--}2.0 \text{ T}$ были более „пи-

кированными“ (рис. 2, a и b). Более заметное различие локализации нагрева наблюдалось на профилях температуры непосредственно генерируемых НГ-волной „быстрых“ ионов $T_{i_tail}(y)$. Здесь при $B_T = 2.2\text{--}2.3 \text{ T}$ $T_{i_tail}(y = 0 \text{ cm}) \approx 600\text{--}700 \text{ eV}$, а при $B_T = 1.9\text{--}2.0 \text{ T}$ значения $T_{i_tail}(y = 0 \text{ cm}) \approx 1000 \text{ eV}$, что указывает на более эффективный центральный нагрев при понижении B_T . Максимальные значения дополнительного НГН тепловых ионов от $T_i^{OH}(0) \approx 200 \text{ eV}$ до $T_i^{LHH}(0) \approx 500\text{--}600 \text{ eV}$ были получены в эксперименте (#111821D) при минимально сниженном значении $B_T = 1.74\text{--}1.9 \text{ T}$ (рис. 3). Данные NRA отчасти были верифицированы с помощью спектральных измерений. На рис. 3 приведены значения $T_i(r)$, измеренные как с помощью NRA, так и по уширению линии СИП (464.75 nm) двукратно ионизованного иона углерода C^{2+} во внешней половине сечения плазмы при $4 \leq r \leq 8 \text{ cm}$. Возможность измерений T_i по относительно „холодной“ линии СИП ($E_{ion} = 60 \text{ eV}$) определялась тем, что в том же тороидальном сечении осуществлялся напуск рабочего газа D_2 , который существенно влиял на про-

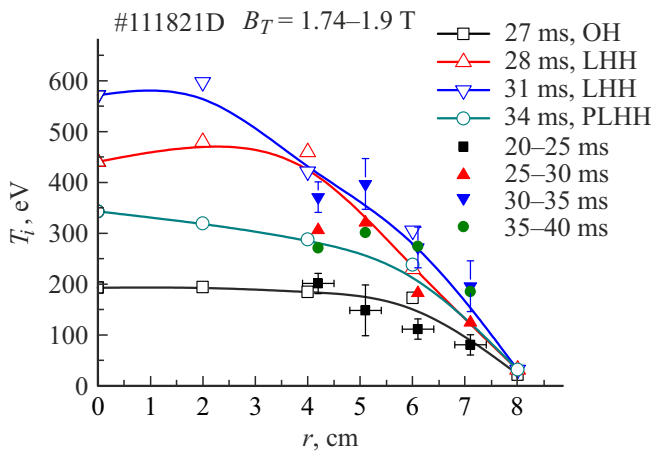


Рис. 3. Профили ионной температуры при дополнительном НГН, $P_{RF} = 100 \text{ kW}$, $\Delta t_{RF} = 27\text{--}32 \text{ ms}$. Светлые символы — измерения с помощью NRA, закрашенные — спектральные измерения по линии СIII (464.75 nm).

филь концентрации иона C^{2+} $n_{C^{2+}}(r)$, определяемый процессами ионизации, перезарядки и рекомбинации. Поток частиц и рекомбинационные процессы сместили максимум профиля наблюдаемого излучения $I_{CIII}(r)$ глубже в плазменный шнур — вплоть до $r \geq 4 \text{ cm}$, где $T_e \leq 200 \text{ eV}$. Согласно лазерным измерениям $T_e(r)$ и $n_e(r)$, проведенным в ходе НГН, $T_e(r)$ „дикируется“ с подрастанием в центре от $T_e(0) = 500$ до 550 eV и небольшим охлаждением периферии. Кроме того, при дополнительном НГН к концу ВЧ-импульса формируется П-образная форма профиля $n_e(r)$ (профиль с крутыми градиентами) и происходит падение свечения D_β , характерное для L–H-перехода [5].

Таким образом, продемонстрирована возможность с помощью изменения (подбора) B_T получить дополнительный центральный нижнегибридный нагрев ионов с высокой эффективностью масштаба

$$\eta_{FT-2}^D = \Delta T_i \langle n_e \rangle / P_{RF} \sim (2\text{--}3) \cdot 10^{14} \text{ eV} / (\text{kW} \cdot \text{cm}^3),$$

сопоставимой с рекордными параметрами, полученными в последнее время на современных термоядерных установках при использовании других методов нагрева ионов [8].

Финансирование работы

Функционирование токамака ФТ-2 и стандартных диагностик поддержано в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023, эксперименты по исследованию дополнительного нагрева плазмы и переходу плазмы в режим улучшенного удержания поддержаны в рамках государственного контракта 0034-2021-0002.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Е. Голант, В.И. Федоров, *Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках* (Энергоатомиздат, М., 1986), с. 69–96, 116–141.
- [2] V.N. Budnikov, M.A. Irzak, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, A135 (1996). DOI: 10.1088/0741-3335/38/12A/011
- [3] B.J. Ding, P.T. Bonoli, A. Tuccillo, M. Goniche, K. Kirov, M. Li, Y. Li, R. Cesario, Y. Peysson, A. Ekedahl, L. Amicucci, S. Baek, I. Faust, R. Parker, S. Shiraiwa, G.M. Wallace, A. Cardinali, C. Castaldo, S. Ceccuzzi, J. Mailloux, F. Napoli, F. Liu, B. Wan and JET Contributors, *Nucl. Fusion*, **58**, 095003 (2018). DOI: 10.1088/1741-4326/aad0aa
- [4] M. Li, H. Xu, X. Wang, M. Wang, B.J. Ding, W. Xu, D. Wu, Y. Tang, L. Zhang, Z. Wu, J. Wang, T. Zhang, H. Wang, Q. Zang, H. Zhao, H. Liu, J. Qian, X. Gong, F. Liu, X. Zou, *EPJ Web Conf.*, **277**, 02003 (2023). DOI: 10.1051/epjconf/202327702003
- [5] С.И. Лашкул, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, В.А. Иванов, О.А. Каледина, М.Ю. Кантор, А.Н. Коновалов, Д.В. Куприенко, М.И. Миронов, С.В. Шаталин, А.В. Сидоров, А.Ю. Степанов, Ф.В. Чернышев, Н.В. Тропин, *Физика плазмы*, **46** (9), 771 (2020). DOI: 10.31857/S036729212009005X [S.I. Lashkul, A.B. Altukhov, A.D. Gurchenko, E.Z. Gusakov, V.V. D'yachenko, L.A. Esipov, V.A. Ivanov, O.A. Kaledina, M.Yu. Kantor, A.N. Kononov, D.V. Kuprienko, M.I. Mironov, S.V. Shatalin, A.V. Sidorov, A.Yu. Stepanov, F.V. Chernyshev, N.V. Tropin, *Plasma Phys. Rep.*, **46**, 863 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20090056].
- [6] M.A. Irzak, O.N. Shcherbinin, *Nucl. Fusion*, **35**, 1341 (1995). DOI: 10.1088/0029-5515/35/11/102
- [7] М.И. Миронов, Ф.В. Чернышев, В.И. Афанасьев, А.Д. Мельник, А.С. Наволоцкий, В.Г. Несеневич, М.П. Петров, С.Я. Петров, *Физика плазмы*, **47** (1), 29 (2021). DOI: 10.31857/S0367292121010108 [M.I. Mironov, F.V. Chernyshev, V.I. Afanasyev, A.D. Melnik, A.S. Navolotsky, V.G. Nesenevich, M.P. Petrov, S.Ya. Petrov, *Plasma Phys. Rep.*, **47**, 18 (2021). DOI: 10.1134/S1063780X21010104].
- [8] S.A.M. McNamara, O. Asunta, J. Bland, P.F. Buxton, C. Colgan, A. Dnestrovskii, M. Gemmel, M. Gryaznevich, D. Hoffman, F. Janky, J.B. Lister, H.F. Lowe, R.S. Mirfayzi, G. Naylor, V. Nemytov, J. Njau, T. Pyragius, A. Rengle, M. Romanelli, C. Romero, M. Sertoli, V. Shevchenko, J. Sinha, A. Sladkomedova, S. Sridhar, Y. Takase, P. Thomas, J. Varje, B. Vincent, H.V. Willett, J. Wood, D. Zakhar, D.J. Battaglia, S.M. Kaye, L.F. Delgado-Aparicio, R. Maingi, D. Mueller, M. Podesta, E. Delabie, B. Lomanowski, O. Marchuk and the ST40 Team, *Nucl. Fusion*, **63**, 054002 (2023). DOI: 10.1088/1741-4326/acbec8