

01.1;04.2;12.3

## Динамика и неравновесный ионный состав плазмы многозарядных ионов, создаваемой при взаимодействии мощного импульса лазерного излучения с цилиндрической плазменной мишенью

© Н.В. Калинин, М.В. Тимшина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: mariyatimshina@yandex.ru

Поступило в Редакцию 20 октября 2021 г.

В окончательной редакции 21 декабря 2021 г.

Принято к публикации 21 декабря 2021 г.

На основании результатов численного моделирования в рамках нестационарной одномерной двухтемпературной радиационной гидродинамической модели проанализированы основные физические процессы, определяющие формирование цилиндрических плазменных сгустков с неравновесным ионным составом, содержащим ионы высокой кратности ионизации при интенсивности  $Q_L \leq 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> и энергии лазерных импульсов порядка  $E_L \sim 10$  J/cm. Представленные исследования посвящены созданию активных сред лазеров, генерирующих в экстремально ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах.

**Ключевые слова:** моделирование плазмы, лазерный источник излучения, ЭУФ-лазер, неравновесная плазма.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.06.52204.19057

Большой научный и практический интерес к плазме многозарядных ионов связан с созданием источников электромагнитных излучений высокой яркости в экстремально ультрафиолетовом (ЭУФ) и мягком рентгеновском (МР) спектральных диапазонах, в частности лазеров [1–7]. Для формирования активной среды таких источников необходимым условием является получение плазмы с неравновесным ионным составом, содержащей ионы требуемой кратности в достаточном количестве. Выполнить это требование в лабораторных условиях дают возможность мощные импульсные лазеры, и они успешно рассматриваются в работах данного направления [1–7].

Настоящая работа посвящена накачке лазеров в спектральном диапазоне 1–20 nm, где усиление спонтанного излучения осуществляется в однопроходном режиме. В рамках данной работы мы ориентируемся на переходы 3–2 в Н-, Не-подобных ионах азота. Для формирования такой активной среды цилиндрической формы будут рассматриваться мощные импульсные лазеры с погонной плотностью мощности  $W > 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>. Ранее же нами рассматривался вариант формирования активной среды ЭУФ-лазеров на плазме многозарядных ионов с помощью малоиндуктивного сильноточного разряда капиллярного типа [8,9]. В дальнейших исследованиях мы планируем провести сравнение этих двух методов создания активных сред коротковолновых лазеров (лазерного и разрядного) для определения областей их оптимального применения. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы с помощью разработанного инструмента для моделирования создаваемой лазерным импульсом плазмы исследовать условия, необходимые

для получения нужного зарядового состава для рассматриваемых спектральных переходов.

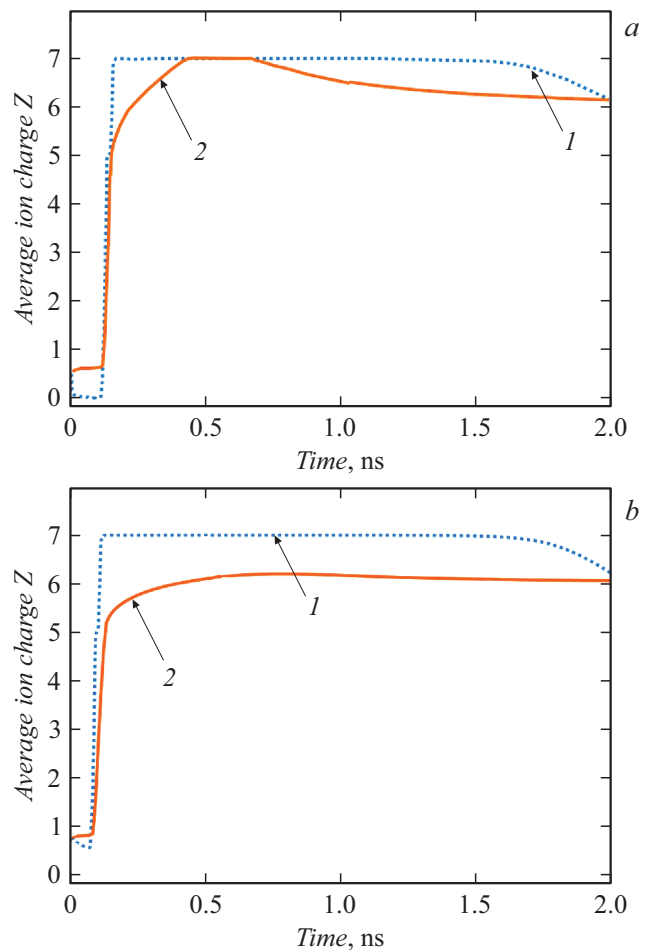
Решение рассматриваемой проблемы по подходам и методам имеет много общего с решением проблемы управляемого лазерного термоядерного синтеза [10–18]. В их основу положены идеи профилирования лазерного импульса во времени при воздействии на сферическую мишень с неоднородным распределением плотности. В рассматриваемом нами случае формирования активных сред на плазме многозарядных ионов появляется важный фактор — получение необходимого ионного состава плазмы. Во-первых, состав плазмы должен содержать достаточное количество ионов нужной кратности для получения усиления на выбранном лазерном переходе. Во-вторых, в задачах данного типа необходимо учитывать неравновесный ионный состав плазмы, который не определяется однозначно конечными параметрами физического состояния плазмы (плотностью и температурами электронов и ионов, как принято в равновесных моделях), а зависит от динамики ее физических состояний. Выбор характеристик и формы лазерного импульса по аналогии с задачами управляемого лазерного термоядерного синтеза может оказывать влияние на ее неравновесный ионный состав, что планируется рассмотреть в дальнейших работах в рамках данного исследования.

Еще одной, во многих отношениях родственной проблемой является создание точечных источников ЭУФ- и МР-излучений высокой яркости, представляющее большой интерес, в частности, для „лечати“ микрочипов с разрешением в 20 nm и меньше [18,19]. В области численного моделирования таких источников появляются работы, в которых реализовано самосогласованное

решение системы уравнений радиационной гидродинамической поуровневой кинетики и переноса излучения с детальным расчетом спектров нестационарной неравновесной плазмы с большим числом различных состояний ионов [19]. Но в этих работах, насколько нам известно, не обсуждаются идеи временного профилирования лазерного импульса и начального профиля плазмы.

Для численного моделирования формирования активной среды ЭУФ-лазера, в процессе которого происходит взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с плазменной мишенью, разработана компьютерная программа. Эта программа позволяет численно исследовать и оптимизировать динамику плазмы многозарядных ионов в двухтемпературном одномерном приближении [2–4]. Учитываются нестационарная ионизация, обмен энергией за счет упругих столкновений между электронами и тяжелыми частицами, перенос энергии за счет электронной теплопроводности, объемное охлаждение плазмы собственным излучением в сплошном и линейчатом спектрах. Нестационарная ионизация рассматривалась в рамках кинетической модели с использованием аналитических, аппроксимационных по характеру выражений для определения коэффициентов столкновительной ионизации, фото- и столкновительной трехчастичной рекомбинации [2–4,8,9,20,21]. Рассматриваются потоки лазерного излучения интенсивностью  $Q_L \leq 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , при которых можно не учитывать роль давления излучения и развитие параметрических неустойчивостей в плазме. Перенос излучения учитывается в приближении тонкой плазмы с помощью добавления дополнительного члена для объемного излучения в уравнение энергии. При расчете удельной мощности ввода энергии в плазму импульсом лазерного излучения учитываются поток лазерного излучения, распространяющийся к оси ступка, и поток лазерного излучения, отраженный от оси [3]. Необходимый для расчетов этих потоков коэффициент поглощения лазерного излучения плазмой определялся по простейшей модели [3,12] без решения электромагнитной задачи распространения лазерного излучения в плазме. Модель основана на предположении, что поглощение происходит только за счет обратного тормозного эффекта.

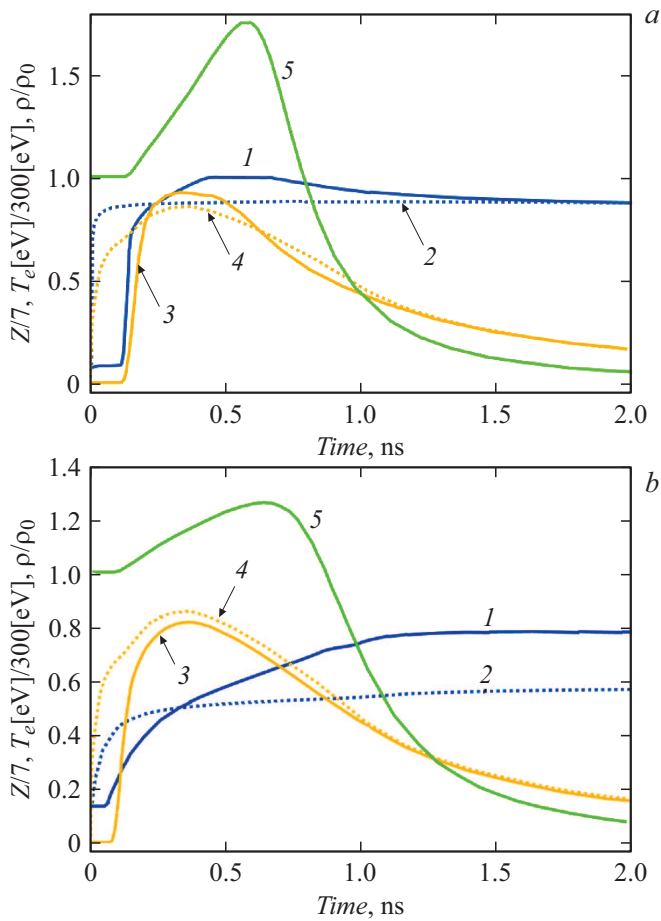
Согласно этой модели, существует критическое значение плотности  $\rho_{cr}$ , которое получается из условия равенства частоты излучения и ленгмювской частоты:  $\omega = \omega_L$ . Это критическое значение плотности зависит от длины волны лазерного излучения  $\lambda$  и среднего заряда ионов  $Z$ :  $\rho_{cr} = 1.67 \cdot 10^{-3} A_{aem}/(\lambda^2 Z)$  (здесь  $[\lambda] = \mu\text{m}$ ,  $[\rho] = \text{g/cm}^3$ ). При  $\rho > \rho_{cr}$  коэффициент поглощения пренебрежимо мал, а в малой окрестности  $\rho_{cr}$  коэффициент поглощения возрастает на много порядков и далее принимает максимальное значение. Если при распространении излучения в направлении оси мишени в некоторой точке излучение встречается с критической плотностью, то в этой точке излучение полностью поглощается и отсутствует поток излучения назад.



**Рис. 1.** Временные зависимости среднего заряда ионов на оси для случаев  $N_0 = 5 \cdot 10^{19}$  (a) и  $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (b). 1 — термодинамическая модель, 2 — кинетическая модель.

Система записывалась в дивергентной форме и решалась на подвижной лагранжевой сетке с использованием консервативной разностной схемы. Для сквозного расчета ударных волн введена искусственная вязкость. Верификация разработанной программы показала довольно хорошее согласие результатов наших расчетов и опубликованных расчетов других исследователей [3,10].

На рис. 1 приведен временной график среднего заряда ионов, вычисленный в равновесном и неравновесном приближениях. Видно, что только на начальном отрезке времени (0.4–0.6 ns) эти приближения дают практически одинаковый результат. Равновесное приближение иногда может быть использовано в работах по моделированию лазерных источников [11], однако область его применимости ограничена. Нами данное обстоятельство учитывается, и используется более адекватная кинетическая модель [21], ранее применявшаяся при моделировании плазмы многозарядных ионов с неравновесным ионным составом, создаваемой с помощью малоиндуктивного сильноточного Z-разряда [8,9].



**Рис. 2.** Временные зависимости неравновесного среднего заряда ионов на оси (1), неравновесного среднего заряда ионов на границе плазмы (2), температуры электронов на оси (3), температуры электронов на границе плазмы (4), степени сжатия на оси (5) для случаев  $N_0 = 5 \cdot 10^{19}$  (a) и  $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (b).

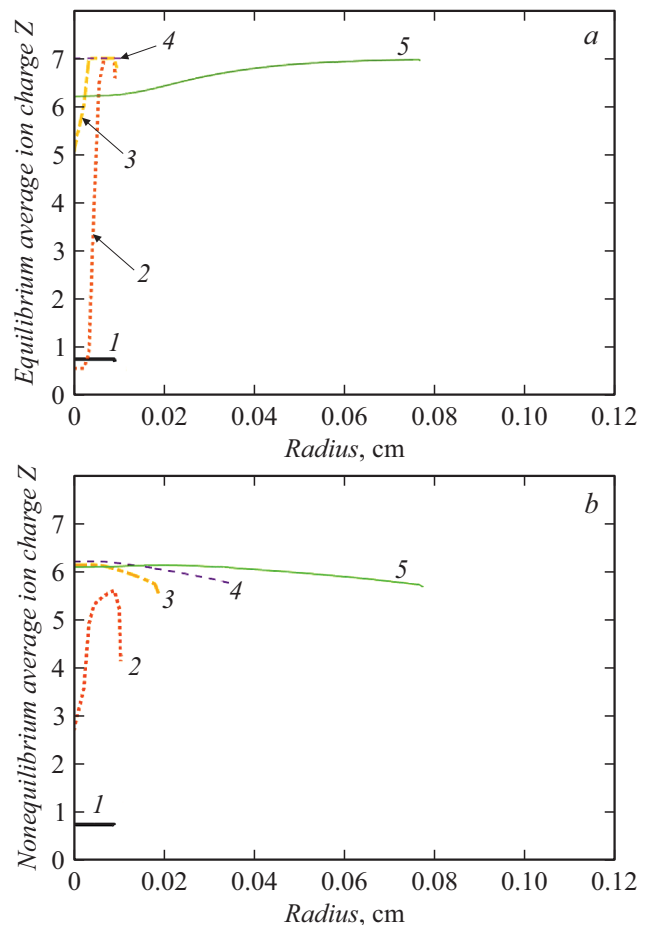
На рис. 2 представлены результаты расчетов при взаимодействии низкотемпературного цилиндрического плазменного сгустка с импульсным излучением лазера с длиной волны  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  и временной зависимостью

$$Q(t) = Q_0 \sin(\pi t/t_0) \text{ при } t \leq t_0,$$

где  $t_0 = 1 \text{ ns}$  — длительность импульса,  $Q_0 = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , для двух случаев начальной концентрации тяжелых частиц:  $N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , что соответствует случаю сверхкритической начальной концентрации  $N_{e0}/N_{ecr} = 2.75$  (рис. 2, a), и  $N_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , что отвечает случаю докритической начальной концентрации  $N_{e0}/N_{ecr} = 0.85$  (рис. 2, b). На этих рисунках приведены динамические характеристики на оси и на внешней границе плазмы: средний неравновесный заряд ионов, температура электронов и степень сжатия плазмы. Радиальные распределения среднего заряда ионов при расчете по термодинамической и кинетической моделям приведены на рис. 3, a и b соответственно.

На начальной стадии плазма начинает расширяться в вакуум, ее плотность на периферии убывает, и в некотором слое постепенно возрастает коэффициент поглощения. В результате внешний слой мишени быстро нагревается, давление плазмы здесь резко возрастает и образующийся плазменный слой с большой скоростью начинает расширяться в вакуум. Возникающий при этом импульс отдачи приводит к уплотнению внутренней части мишени. В случае  $N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  формирование такого внешнего слоя происходит более явно, что приводит в конечном счете к достижению большего значения среднего заряда иона.

Большая часть подводимой к плазме энергии лазерного излучения поглощается во внешнем слое плазмы, а затем распространяется во внутренние области плазменного сгустка за счет электронной теплопроводности и ударной волны, сжимающей плазму. Прогрев внутренних областей сгустка происходит также за счет того, что более горячие внешние слои расширяются, по мере их расширения уменьшается концентрация электронов,



**Рис. 3.** Случай  $N_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . a — график среднего заряда ионов, вычисленный по термодинамической модели, для моментов времени 0 (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.2 (4) и 2 ns (5); b — график среднего заряда ионов, вычисленного по кинетической модели, для моментов времени 0 (1), 0.1 (2), 0.5 (3), 1 (4) и 2 ns (5).

и излучение проникает во все более глубокие слои сгустка.

После окончания лазерного импульса (в нашем случае после одного полупериода, равного 1 ns) плазма охлаждается и рекомбинирует. Величина среднего заряда ионов на периферии практически не изменяется в течение некоторого времени, т.е. наблюдается эффект „закалки“. При этом в процессе разлета закалившийся слой расширяется за счет того, что скорости его переднего и заднего фронтов различны.

Таким образом, в работе рассмотрены два случая начальной плотности ионов азота: до и после критической. При рассмотренных условиях может быть получена плазма с неравновесным ионным составом, включающая полностью ионизованные атомы, H-, He-подобные ионы азота. Начатые в рамках настоящей работы исследования представляют интерес для формирования активных сред лазеров в спектральном диапазоне 1–20 nm, в частности на переходе 3–2, перспективы которого оцениваются исследователями по-разному [2,3]. В последующих публикациях мы планируем привести анализ влияния временного профилирования лазерного импульса и неоднородности распределения массы мишени на динамику ионного состава плазмы.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-38-90259).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Р. Элтон, *Рентгеновские лазеры*, пер. с англ. (Мир, М., 1994).
- [2] В.И. Держиев, А.Г. Жидков, С.И. Яковленко, *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (Энергоатомиздат, М., 1986).
- [3] А.В. Боровский, А.Л. Галкин, *Лазерная физика: рентгеновские лазеры, ультракороткие импульсы, мощные лазерные системы* (ИздАт, М., 1995).
- [4] D.T. Attwood, *Soft X-ray and extreme ultraviolet radiation: principles and application* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- [5] J. Nilsen, Proc. SPIE, **11886**, 1188604 (2021). DOI: 10.1117/12.2593255
- [6] H. Daido, Rep. Prog. Phys., **65** (10), 1513 (2002). DOI: 10.1088/0034-4885/65/10/204
- [7] S. Suckewer, P. Jaegle, Laser Phys. Lett., **6** (6), 411 (2009). DOI: 10.1002/lapl.200910023
- [8] I.A. Artyukov, V.A. Burtsev, R.M. Feshechenko, N.V. Kalinin, Russ. Laser Res., **41** (4), 424 (2020). DOI: 0.1007/s10946-020-09895-5
- [9] В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, ЖТФ, **84** (9), 49 (2014). [V.A. Burtsev, N.V. Kalinin, Tech. Phys., **59** (9), 1310 (2014). DOI: 10.1134/S1063784214090072].
- [10] Е.В. Бабарсков, В.И. Держиев, В.В. Евстигнеев, С.И. Яковленко, Квантовая электроника, **8** (10), 2136 (1981). [E.V. Babarskov, V.I. Derzhiev, V.V. Evstigneev, S.I. Yakovlenko, Sov. J. Quantum Electron., **11** (10), 1306 (1981). DOI: 10.1070/QE1981v011n10ABEH008434].
- [11] А.В. Виноградов, В.Н. Шляпцев, Квантовая электроника, **14** (1), 5 (1987). [A.V. Vinogradov, V.N. Shlyaptsev, Sov. J. Quantum Electron., **17** (1), 1 (1987). DOI: 10.1070/QE1987v017n01ABEH006346].
- [12] К. Бракнер, С. Джорна, *Управляемый лазерный синтез* (Атомиздат, М., 1977).
- [13] П.П. Волосевич, Л.М. Дегтярёв, Е.И. Леванов, С.П. Курдюмов, Ю.П. Попов, А.А. Самарский, А.П. Фаворский, Физика плазмы, **2** (6), 883 (1976).
- [14] С.А. Бельков, С.В. Бондаренко, Г.А. Вергунова, С.Г. Гаранин, С.Ю. Гуськов, Н.Н. Демченко, И.Я. Доскош, П.А. Кучугов, Н.В. Змитренко, В.Б. Розанов, Р.В. Степанов, Р.А. Яхин, ЖЭТФ, **148** (4), 784 (2015). [S.A. Bel'kov, S.V. Bondarenko, G.A. Vergunova, S.G. Garanin, S.Yu. Gus'kov, N.N. Demchenko, I.Ya. Doskoch, P.A. Kuchugov, N.V. Zmitrenko, V.B. Rozanov, R.V. Stepanov, R.A. Yakhin, JETP, **121** (4), 686 (2015). DOI: 10.1134/S1063776115100167].
- [15] O.A. Hurricane, D. Callahan, T. Casey, P.M. Celliers, C. Cerjan, E.L. Dewald, T.R. Dittrich, T. Doppner, D.E. Hinkel, L.F. Berzak Hopkins, J.L. Kline, S. Le Pape, T. Ma, A.G. MacPhee, J.L. Milovich, A. Pak, H.-S. Park, P.K. Patel, B.A. Remington, J.D. Salmonson, P.T. Springer, R. Tommasini, Nature, **506**, 343 (2014). DOI: 10.1038/nature13008
- [16] C.A. Thomas, E.M. Campbell, K.L. Baker, D.T. Casey, M. Hohenberger, A.L. Kritcher, B.K. Spears, S.F. Khan, R. Nora, D.T. Woods, J.L. Milovich, R.L. Berger, D. Strozzi, D.D. Ho, D. Clark, B. Bachmann, L.R. Benedetti, R. Bionta, P.M. Celliers, D.N. Fittinghoff, G. Grim, R. Hatarik, N. Izumi, G. Kyrala, T. Ma, M. Millot, S.R. Nagel, P.K. Patel, C. Yeamans, A. Nikroo, M. Tabak, M. Gatu Johnson, P.L. Volegov, S.M. Finnegan, Phys. Plasmas, **27** (11), 112708 (2020). DOI: 10.1063/5.0019193
- [17] S. Atzeni, J. Meyer-ter-Vehn, *The physics of inertial fusion* (Oxford, 2004).
- [18] Д.Б. Абраменко, П.С. Анциферов, Д.И. Астахов, А.Ю. Виноходов, И.Ю. Вичев, Р.Р. Гаязов, А.С. Грушин, Л.А. Дорохин, В.В. Иванов, Д.А. Ким, К.Н. Кошелев, П.В. Крайнов, М.С. Кривокорытов, В.М. Кривцун, Б.В. Лакатош, А.А. Лаш, В.В. Медведев, А.Н. Рябцев, Ю.В. Сидельников, Е.П. Снегирёв, А.Д. Соломянная, М.В. Спиридонов, И.П. Цыгвинцев, О.Ф. Якушев, А.А. Якушкин, УФН, **189** (3), 323 (2019). DOI: 10.3367/UFNr.2018.06.038447 [D.B. Abramenko, P.S. Antsiferov, D.I. Astakhov, A.Yu. Vinokhodov, I.Yu. Vichev, R.R. Gayazov, A.S. Grushin, L.A. Dorokhin, V.V. Ivanov, D.A. Kim, K.N. Koshelev, P.V. Krainov, M.S. Krivokorytov, V.M. Krivtsov, B.V. Lakatos, A.A. Lash, V.V. Medvedev, A.N. Ryabtsev, Yu.V. Sidelnikov, E.P. Snegirev, A.D. Solomyannaya, M.V. Spiridonov, I.P. Tsygvintsev, O.F. Yakushev, A.A. Yakushkin, Phys. Usp., **62** (3), 304 (2019). DOI: 10.3367/UFNe.2018.06.038447].

- [19] Д.А. Ким, В.Г. Новиков, Г.В. Долголева, К.Н. Кошелев, А.Д. Соломянная, Матем. моделирование, **25** (7), 89 (2013). [D.A. Kim, V.G. Novikov, G.V. Dolgoleva, K.N. Koshelev, A.D. Solomyannaya, Math. Models Comput. Simul., **6** (1), 46 (2014). DOI: 10.1134/S2070048214010086].
- [20] Ю.В. Афанасьев, Е.Г. Гамалий, В.Б. Розанов, *Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней*. Тр. ФИАН, **134**, 10 (1982).
- [21] J.D. Huba, *NRL plasma formulary* (Naval Research Laboratory, Washington, 2018).