

О ПЕРСПЕКТИВАХ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ «ГАММА»

ON PROSPECTS OF POWERFUL SOFT X-RAY PULSE GENERATION AT “GAMMA” FACILITY

Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, А. В. Гришин, П. Б. Репин, А. Г. Репьев, А. П. Орлов, Б. Г. Репин, А. Л. Мозговой, С. Л. Глушков, С. Ю. Пучагин, К. В. Страбыкин
V. S. Gordeev, A. V. Grishin, P. B. Repin, A. G. Rep'ev, A. P. Orlov, B. G. Repin, A. L. Mozgovoy, S. L. Glushkov, S. Yu. Puchagin, K. V. Strabykin

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,
 пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия
 Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute
 of Experimental Physics (RFNC-VNIIEF)

Приводятся результаты предварительных расчетов спектральных параметров импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ), генерируемых на создаваемой в РФЯЦ-ВНИИЭФ электрофизической установке импульсной мощности «Гамма» в режиме работы 4 и 16 модулей на единую плазменную нагрузку (Z-пинч).

This paper presents the results of predictive calculation of spectral parameters of soft x-ray radiation pulses (SXR) that will be generated by pulsed-power electro-physical facility “Gamma” (designed in RFNC-VNIIEF) in the regime of 4 and 16 modules into one plasma load (Z-pinch).

Введение

В РФЯЦ-ВНИИЭФ создается 16-ти модульная установка “Гамма” (см. рис.1), предназначенная для генерации мощных импульсов тормозного излучения длительностью 40 нс при работе каждого модуля на свой автономный вакуумный диод [1]. Согласно результатам экспериментальной отработки типового модуля при граничной энергии электронов ≤ 2 МэВ можно рассчитывать на суммарный ток пучков не менее 12 МА и выходную электрическую мощность ~ 24 ТВт. Установку “Гамма”, как и другие установки такого класса, целесообразно использовать также для генерации коротких импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ). В докладе представлены результаты прогнозных 2-D радиационных магнитогидродинамических (РМГД) расчетов, проведенных с целью оценки ожидаемых характеристик выходного импульса МРИ при работе установки “Гамма” (в 4-х и 16-ти модульных вариантах) на единую лайнерную нагрузку (динамический Z-пинч).

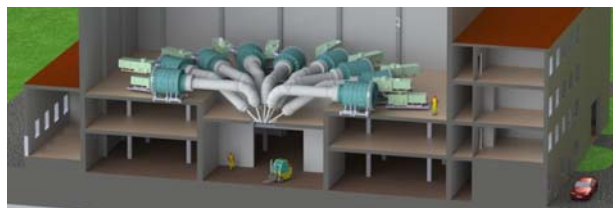


Рис. 1. Схема полномасштабной 16-ти модульной электрофизической установки «Гамма»

1. Исходные данные для РМГД моделирования Z-пинча

Традиционно, для получения первичных ожидаемых оценок выходных параметров сложных физических установок используют упрощенные 0-D модели. Обычно такая модель включает систему обыкновенных дифференциальных уравнений: уравнение электрической цепи установки и уравнение движения идеально тонкого цилиндрического лайнера, ускоряющегося к оси системы под действием протекающего через него тока [2].

Упрощенная схема электрической цепи установки «Гамма-4» с концентратором энергии, проводящим подвесом в конструкции сумматора тока и лайнером представлена на рис. 2.

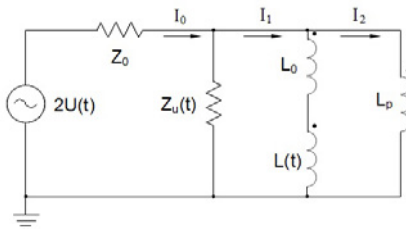


Рис. 2. Схема электротехнической цепи установки «Гамма-4»0D модели. I_0 , I_1 и I_2 – токи, текущие в трехконтурной цепи

Импульс напряжения $2 \cdot U(t)$ от генератора, через передающую линию с импедансом $Z_0 = 0,725$ Ом поступает в концентратор $L_0 = 48,1$ нГн (L_0 – суммарная индуктивность с учетом изоляторов и ускорительных трубок), лайнер $L(t)$ и подвес $L_p = 425,6$ нГн. Для учета тока электронных утечек в схему введено токозависимое шунтирующее сопротивление $Z_u(t)$ с постоянным импедансом потока $Z_{\Pi} = 7,5$ Ом.

Форма импульса напряжения бегущей волны изображена на рис. 3.

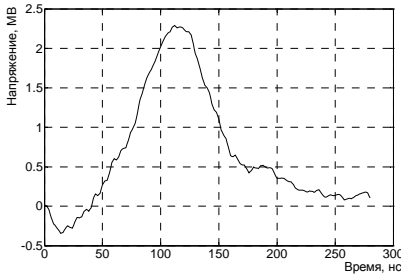


Рис. 3. Форма импульса напряжения бегущей волны установки «Гамма-4»

Упрощённая эквивалентная электрическая цепь 16-модульной установки «Гамма», которая в будущем будет уточняться, представлена на рис. 4.

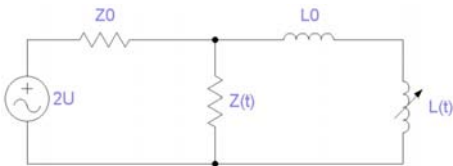


Рис. 4. Схема эквивалентной электротехнической цепи установки «Гамма». ($Z_0 = 0,181$ Ом, $L_0 + L(t=0) = 15$ нГн, $Z(t) \rightarrow \infty$)

В результате серии оптимизационных 0-D расчетов для последующего проведения двумерных РМГД расчетов для установки «Гамма-4» был выбран вольфрамовый лайнер высотой $l = 2$ см, начальным радиусом $R_0 = 0,9$ см и погонной массой $m_L = 0,18$ мг/см, размещённый в цилиндрической вакуумной камере диаметром 2,6 см.

В результате 0-D расчетов Z-пинча на полномасштабной шестнадцатимодульной установке «Гамма» для последующего проведения двумерных

РМГД расчетов был выбран вольфрамовый лайнер высотой $l = 2$ см, начальным радиусом $R_0 = 1,6$ см и погонной массой $m_L = 0,82$ мг/см, размещённый в цилиндрической вакуумной камере диаметром 4 см.

2. Постановка двумерных РМГД расчётов Z-пинча

Расчёты процесса имплозии сплошного (в азимутальном направлении) цилиндрического вольфрамового лайнера с параметрами, определёнными в рамках нульмерной модели, проведены с помощью разработанного в РФЯЦ-ВНИИЭФ двухмерного (в цилиндрических координатах r - z) компьютерного кода FLUX-rz, калиброванного по экспериментам на установке Z (США) [3]. Используемая физическая модель Z-пинча является одножидкостной, двухтемпературной (электроны и ионы со средним зарядом $\langle Z \rangle$) и учитывает процессы электронной и ионной теплопроводности, а также переноса теплового излучения, рассчитываемого в многогрупповом диффузионном приближении. Решаемая в коде FLUX-rz система РМГД уравнений имеет обобщённый векторный вид:

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{V}) = 0; \\ & \frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \text{div}(\rho \vec{V}) + (\rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = \\ & = -\vec{\nabla} \left(P_i + P_e + \frac{1}{3} \sum_{k=1}^{N_k} U_k^{\text{rad}} \right) + \frac{I}{c} \cdot [\vec{j} \times \vec{B}]; \\ & \frac{\partial \rho \varepsilon_i}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon_i \cdot \vec{V}) = \\ & = -P_i \cdot \text{div}(\vec{V}) - \text{div}(\vec{W}_i) + Q_{\text{exch}} \cdot (T_e - T_i); \\ & \frac{\partial \rho \varepsilon_e}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon_e \cdot \vec{V}) = -P_e \cdot \text{div}(\vec{V}) - \text{div}(\vec{W}_e) + \\ & + \sum_{k=1}^{N_k} \frac{c U_k^{\text{rad}} - A_k T_e^4}{\ell_k^{\text{Pl}}} + Q_{\text{exch}} \cdot (T_i - T_e) + \frac{\vec{j}^2}{\sigma}; \\ & \frac{\partial U_k^{\text{rad}}}{\partial t} = -\text{div}(\vec{W}_k^{\text{rad}}) + \frac{A_k T_e^4 - c U_k^{\text{rad}}}{\ell_k^{\text{Pl}}} + \left(\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \frac{U_k^{\text{rad}}}{3} \right), \\ & \vec{W}_k^{\text{rad}} = \frac{4}{3} \vec{V} \cdot U_k^{\text{rad}} - \frac{c \ell_k^{\text{Rs}}}{3} \cdot \vec{\nabla} U_k^{\text{rad}}; \\ & k = 1..N_k; \quad \vec{W}_e = -\varkappa_e \cdot \vec{\nabla} T_e; \quad \vec{W}_i = -\varkappa_i \cdot \vec{\nabla} T_i; \\ & \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \cdot \text{rot}(\vec{E}), \quad \text{rot}(\vec{B}) = \frac{4\pi}{c} \cdot (\vec{j}_{\text{displ}} + \vec{j}), \\ & \vec{j}_{\text{displ}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \vec{j} = \sigma \cdot \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \cdot [\vec{V} \times \vec{B}] \right). \end{aligned} \right.$$

В расчётах использовались УРС и спектральные коэффициенты поглощения излучения k^* для вольфрама, вычисленные в модели среднего иона [4], а значения используемых транспортных (электропроводность σ , электронная N_e и ионная N_i теплопроводности) и обменных (Q_{exch}) коэффициентов рассчитывались по формулам для идеальной невырожденной плазмы с учётом эффекта замагниченности [5].

Расчётная модель учитывает экспериментально наблюдаемый процесс длительного плазмообразования с проволочек лайнерной нагрузки. В двумерном (аксиально-симметричном) приближении источник плазмы располагается на цилиндрической поверхности с радиусом равным начальному радиусу лайнера R_0 . Процесс абляции (наработки вещества) описывается величиной \dot{m} , характеризующей плотность потока массы с единицы длины этой поверхности, и определяется как [6]:

$$\dot{m}(z, t) = k_{abl} \cdot 2\pi R_0 \cdot \left(\frac{I(t)}{I_0} \right)^{1.4} \cdot (1 + \epsilon(z)),$$

где k_{abl} – параметр, отвечающий за удельную скорость абляции вещества и имеющий размерность $г/(с \cdot см^2)$; $I(t)$ – полный ток в лайнере в единицах мегаампер ($I_0 = 100$ МА). Величина $\epsilon(z)$ – случайные значения в интервале $[-A_0, A_0]$, задающие исходные аксиальные возмущения интенсивности плазмообразования. Полагается, что наработанная плазма имеет радиальную скорость по направлению к оси $V^{abl} = 10^6$ см/с, плотность $\rho^{abl}(z, t) \equiv \dot{m}^{abl}(z, t) / (2\pi R_0 \cdot V^{abl})$ и температуру $T^{abl} = 1$ эВ, что однозначно определяет граничные условия для решения уравнений динамической и тепловой групп.

Исходная конфигурация для проведения численного моделирования Z-пинча на установке «Гамма» представлена на рис. 5.

Двумерное РМГД моделирование было проведено на стационарной неравномерной эйлеровой сетке с общим количеством ячеек (N_z, N_r) = 200×300 штук. Аксиальный размер всех счётных ячеек составлял $\Delta z_i = 100$ мкм ($i = 1 \dots N_z$), а для более детального моделирования плазменного излучающего Z-пинча, формирующегося на оси камеры, их радиальный размер уменьшался по направлению к оси по закону геометрической прогрессии (с показателем $q = 1,01$): $\Delta r_j = 6,97$ мкм $\cdot q^{j-1}$ ($j = 1 \dots N_r$).

Расчет переноса теплового излучения в плазме осуществлялся в 100-групповом (энергетическая

ширина группы составляла 20 эВ) диффузионном приближении.

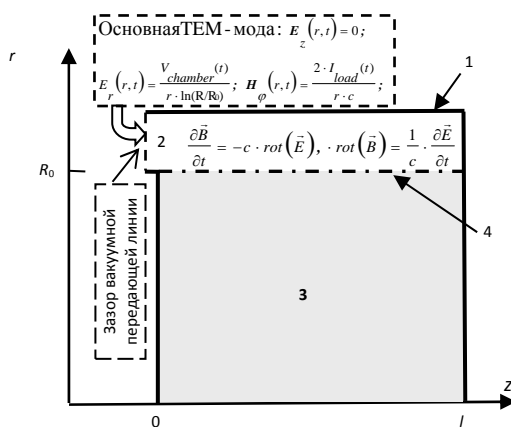


Рис. 5. Исходная конфигурация для 2-D расчётов: 1 – идеально проводящие стенки лайнерной камеры; 2 – конечный участок коаксиальной передающей линии; 3 – сплошной цилиндр фоновой плазмы с $\rho_{фон} = 10^{-7}$ г/см³, $T_{фон} = 0,5$ эВ; 4 – цилиндрическая поверхность, с которой производится инжекция испаряемой с лайнера плазмы

3. Результаты расчётов Z-пинча на установке «гамма-4»

Так как основной целью проведённых расчётов было получение данных об ожидаемых параметрах импульса МРИ, генерируемого многопроволочным Z-пинчем на установке «Гамма-4», то ключевым вопросом являлся выбор значения амплитуды A_0 возмущений скорости плазмообразования. Рассматривались варианты изготовления цилиндрического лайнера массой $m_L = 0,18$ мг/см из тонких вольфрамовых проволочек диаметром 5 мкм. При этом лайнер с указанной массой будет составлен из 48 проволочек. Из анализа характеристик импульсов МРИ, регистрируемых в различных Z-пинч экспериментах на установке Ангара-5-1 при близких параметрах импульса тока [7], в настоящих расчётах была выбрана амплитуда возмущений интенсивности плазмообразования с многопроволочной лайнерной нагрузки $A_0 = 20\%$.

При используемом в расчётах значении коэффициента абляции $k_{abl} = 380$ мкг/(нс \cdot см²), полное испарение вещества рассматриваемой многопроволочной цилиндрической сборки происходит к моменту времени $t_{abl} \approx 110$ нс. Ключевые особенности процесса абляции хорошо видны из рис. 6, где изображены изменения во времени средней

скорости наработки вещества и его полной массы в расчётной области.

На рис. 7 изображены рассчитанные токи и генерируемый результирующий (мощность излучения во всём спектральном интервале) импульс МРИ. Видно, что максимальная мощность импульса МРИ составляет порядка ~ 12 ТВт с длительностью на уровне половины амплитуды $\sim 5,8$ нс.

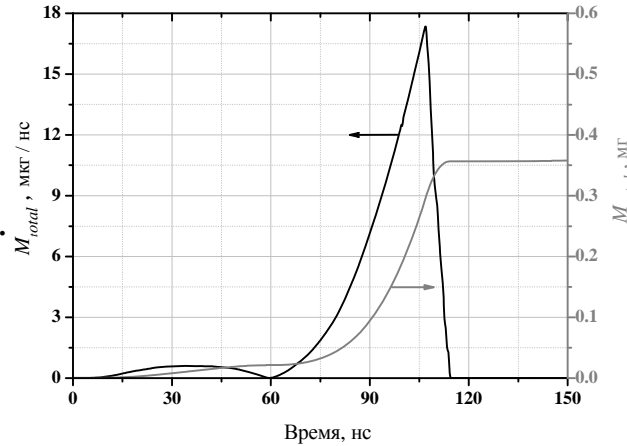


Рис. 6. Зависимость от времени средней скорости плазмообразования и полной массы вещества в лайнерной камере

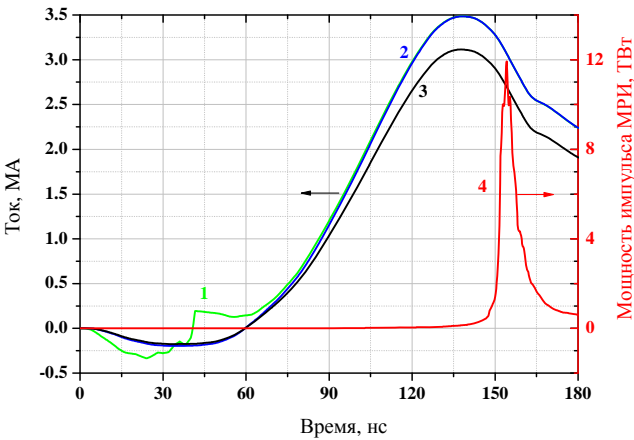


Рис. 7. Токи и генерируемые импульсы МРИ для вольфрамового лайнера: 1 – ток до утечки (I_0), 2 – ток после утечки (I_1), 3 – ток, протекающий непосредственно в лайнерной камере (I_1-I_2), 4 – генерируемый импульс МРИ

На рис. 8 приведены зависимости от времени излучённой, кинетической, электромагнитной и тепловой энергий. Полная (в угол 4π) излучённая лайнером энергия находится на уровне ~ 95 кДж.

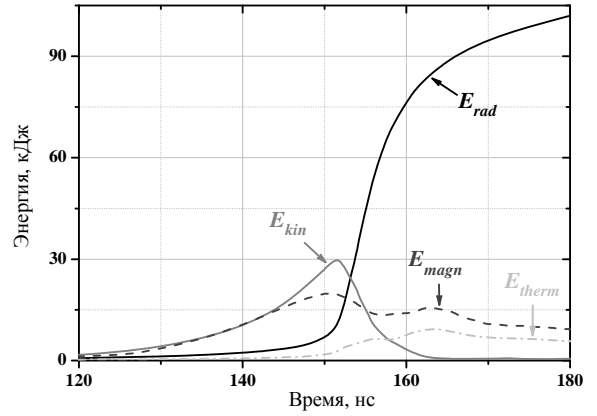


Рис. 8. Расчётные значения излученной, кинетической, магнитной и тепловой энергии для вольфрамового лайнера

Пространственные распределения массовой плотности и электронной температуры вольфрамовой плазмы на момент времени $t = 154,2$ нс, соответствующий максимуму генерируемой мощности МРИ, приведены на рис. 9.

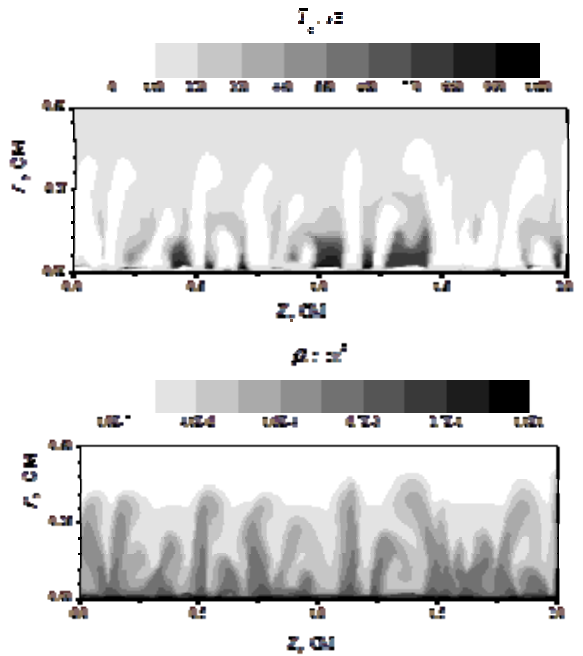


Рис. 9. Пространственные распределения массовой плотности (левый рисунок) и электронной температуры (правый рисунок) на момент $t = 154,2$ нс

Из анализа картин плотности и температуры можно заключить, что вследствие развития Рэлей-Тейлоровской неустойчивости пинчующаяся плазма имеет сильно неоднородную пространственную структуру с характерной длиной волны в аксиальном направлении $\sim 1 \div 2$ мм.

На рис. 10 показано расчётное спектральное распределение мощности излучения, выходящего через всю боковую поверхность аксиально-симметричного Z-пинча на момент $t = 154,2$ нс, соответствующий максимуму интенсивности МРИ. На этом же рисунке приведена аппроксимация расчётного спектра синтетическим спектром, являющимся суперпозицией двух планковских функций с температурой $T_1 = 153$ эВ и $T_2 = 400$ эВ и относительным весом высокотемпературной компоненты 1,3%.

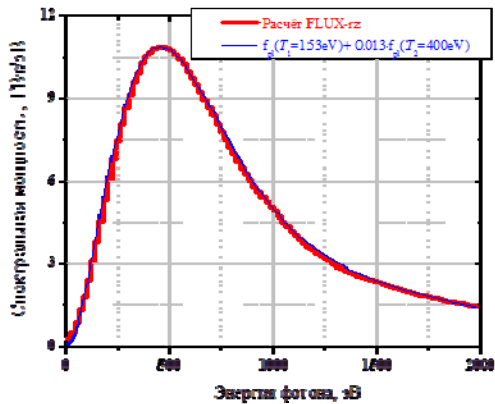


Рис. 10. Расчётное распределение спектральной мощности излучения пинча на момент максимума выходящего излучения и его аппроксимация синтетическим спектром

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ «ГАММА-16»

Так как основной целью проведённых расчётов было получение данных об ожидаемых параметрах импульса МРИ, генерируемого многопроволочным Z-пинчем на установке «Гамма-16», то ключевым вопросом являлся выбор значения амплитуды A_0 возмущений скорости плазмообразования. Рассматривались варианты изготовления цилиндрического лайнера массой $m_L = 0,82$ мг/см из тонких вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм и 10 мкм. При этом лайнер с такой массой будет составлен в первом случае из 150 проволок; во втором случае – из 54 проволок. Оценки в рамках феноменологической модели [8] относительного уровня случайных возмущений плотности вещества, возникающих при электровзрыве многопроволочного лайнера, дают в первом (оптимистичном) варианте $A_0 \sim 1,75\%$, во втором (пессимистичном) – $A_0 \sim 8\%$.

На рис. 11 изображены рассчитанные ток в лайнере и генерируемый результирующий импульс МРИ (мощность излучения во всём спек-

тральном интервале) для оптимистичного и пессимистичного вариантов.

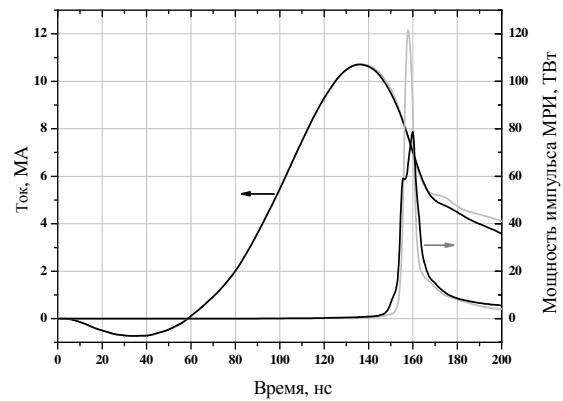


Рис. 11. Ток в лайнере и генерируемый импульс МРИ при $A_0 = 1,75\%$ (светлые кривые) и $A_0 = 8\%$ (тёмные кривые)

На рис. 12 приведены распределения спектральной мощности излучения на момент максимума импульса МРИ, рассчитанные в 100-групповом приближении. На этом же рисунке показаны распределения Планка, аппроксимирующие расчётные кривые из условия совпадения положения максимумов спектральных распределений и нормированные каждая на соответствующее значение пиковой мощности импульса МРИ. Из сравнения графиков на рис. 12 можно заключить, что расчётные спектральные зависимости в обоих случаях имеют меньшую эффективную ширину и более интенсивную высокоэнергетическую часть по сравнению с планковскими распределениями.

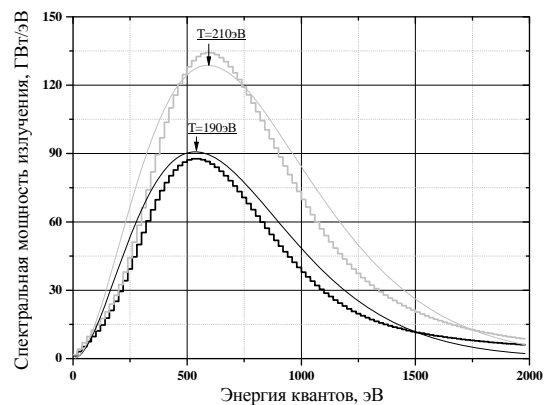


Рис. 12. Распределения спектральной мощности излучения на моменты максимумов импульсов МРИ при $A_0 = 1,75\%$ (светлые кривые) и $A_0 = 8\%$ (тёмные кривые). Тонкими сплошными линиями показаны соответственно-аппроксимирующие планковские зависимости с температурой T

Заключение

Итак, исходя из численного моделирования Z-пинча на установке «Гамма», проведённого с помощью 2D РМГД кода FLUX-gz, можно сделать следующие прогнозы.

На установке из 4-х модулей при максимальном токе в лайнере ≈ 3 МА прогнозируется получение импульса МРИ с пиковой мощностью 12 ТВт, длительностью на полувысоте 6 нс и энергией в импульсе 95 кДж. Спектральное распределение генерируемого излучения на момент максимума мощности имеет форму близкую к планковской с температурой $T \approx 150$ эВ.

На полномасштабной установке «Гамма» (16 модулей) амплитуда тока в лайнере достигает значения ~ 11 МА. В зависимости от реализуемой в эксперименте амплитуды возмущений интенсивности наработки плазмы с многопроволочного вольфрамового лайнера можно получить импульс МРИ с пиковой мощностью в диапазоне $80 \div 120$ ТВт с соответствующей длительностью $8,6 \div 5$ нс и энергией в импульсе ~ 800 кДж. Спектральное распределение генерируемого излучения на момент максимума мощности имеет форму близкую к планковской с температурой $T \approx 200$ эВ.

Список литературы

1. Н. В. Завьялов, В. С. Гордеев, А. В. Гришин и др. Труды Межд. Конференции XIV Харитоновские тематические научные чтения. Саров: 2013, С. 153–160.
2. В. И. Орешкин. Письма в ЖТФ, 2013, Т. 39, Вып. 15, С. 1–11.
3. V.G. Repin, A. P. Orlov, P. V. Repin, and V. D. Selemir. IEEE Trans. on Plasma Science, V. 38, No.8, 2010, P.1822–1827.
4. М. М. Баско. Теплофизика высоких температур, Т. 23, Вып.3, 1985, С.483–491.
5. С. И. Брагинский. Вопросы теории плазмы, Вып. 1, М.: Атомиздат, 1963, С.183–272.
6. R. W. Lemke, D.B. Sinars, E.M. Waisman *et al.* Phys.Rev.Letters, 102 (2009), 025005.
7. В. В. Александров, В. А. Барсук, Е. В. Грабовский и др. Физика плазмы, Т. 35, № 3, 2009, С. 229–250.
8. M. G. Haines. IEEE Trans. on Plasma Science, V. 26, No.4, 1998, P.1275–1281.