

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ им. М.В.КЕЛДЫША
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

С.В.Захаров, В.Г.Новиков

**УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ИЗЛУЧЕНИЯ
В СИСТЕМЕ ДВОЙНЫХ ЛАЙНЕРОВ**

Москва 2002 г.

Аннотация

Захаров С.В., Новиков В.Г.

Увеличение интенсивности излучения в системе двойных лайнеров.

Предложена модель поуровневой кинетики, согласованная с процессами переноса фотонов в плазме. Рассмотрено явление удержания теплового рентгеновского излучения в полости излучающего плазменного лайнера в системах типа "двойной лайнер" или "динамический хольраум" ("dynamic hohlraum"). Проведено самосогласованное моделирование неравновесной излучающей плазмы. Рассчитана эффективность усиления интенсивности излучения за счет его захвата в процессе конверсии кинетической энергии лайнера в излучение в ударной волне. Показано, что использование специальных примесей повышает эффективность удержания излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант N 02-01-01078) и МНТЦ (проект #2165).

Zakharov S.V., Novikov V.G.

Increasing of radiation intensity in double liner systems.

The model of level kinetics consistent with processes of radiation transfer in highly charged ion plasmas is developed. The energy confinement of a thermal x-ray radiation in the system Double Liner and Dynamic Hohlraum is considered. The selfconsistent radiation and nonLTE plasma are simulated. Efficiency of radiation intensity augmentation due to radiation trapping during shock conversion of the kinetic energy of liners to radiation is examined. It is shown, that special admixtures increase the radiation confinement efficiency.

The work was partially supported by RFBR Grant N 02-01-01078 and by ISTC Project #2165.

Введение

Магнитное сжатие плазменных оболочек (лайнеров) в мощных электрических генераторах позволяет получить плотную высокотемпературную плазму многозарядных ионов и генерировать тепловое излучение высокой интенсивности [1-8]. Такое излучение, в частности, можно применить в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу. Концепция генерации и усиления потока теплового рентгеновского излучения в схеме "двойной лайнер" была предложена в работе [1]. В этой концепции тепловое излучение высокой интенсивности производится в результате соударения внешней цилиндрической оболочки плотной плазмы (лайнера) с внутренней. Внутренняя оболочка может быть полой [1] или заполненной мало плотным веществом [2].

Излучение генерируется сильно излучающей ударной волной при высокоскоростном $V_l > 4 \cdot 10^7$ см/с соударении лайнеров и частично захватывается в полости за счет достаточно большой оптической плотности внешнего лайнера. Захват излучения приводит к усилению его интенсивности в полости [1]. За свойство внешнего лайнера удерживать энергию излучения схема генерации излучения при соударении лайнеров получила название "динамический хольраум" ("dynamic hohlraum") [2]. Теоретическая модель динамики двойных лайнеров и генерации излучения, предложенная в [1], получила подтверждение в ряде экспериментов на генераторе Ангара-5-1 с уровнем тока ~ 5 МА [3-5] и в ускорителе Z с током ~ 20 МА [6, 7]. В то же время, несмотря на увеличение лучистого потока в полости двойного лайнера, излучение в условиях эксперимента [3-5] не находится в локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) с плазмой и не является планковским.

Измеренная "яркостная температура" излучения, соответствующая

приведенному к полученной интенсивности планковскому спектру, была значительно ниже "спектральной температуры", т.е. температуры, вычисленной по составу спектра излучения. С увеличением тока в экспериментах [6, 7] за счет значительно большей массы и, как следствие, большей оптической плотности внешнего лайнера яркостная и спектральная температуры излучения существенно сблизилась, однако влияние неравновесности плазмы также проявлялось [8], что было отмечено в работе [9]. Тем не менее, в экспериментах с "динамическим хольраумом" на ускорителе Z достигнуты выдающиеся результаты: яркостная температура излучения на мишень составила свыше 215 эВ [6], а энергия, поглощенная 1.7 миллиметровой сферической мишенью, превысила 20 кДж [7], что, как отмечено в той же работе, превосходит все достигнутые ранее результаты по непрямому лазерному облучению.

Для повышения потока излучения на мишень необходимо улучшить удержание излучения. В работе [10] авторами были рассмотрены процессы термализации излучения в плазме тяжелых ионов. В такой плазме перенос излучения определяется поглощением в спектральных линиях. Основным процессом термализации квантов является их миграция по ширине линии при переизлучении. За счет большого количества переходов в ионах плазмы и взаимного перекрытия линий, а также их уширения вследствие столкновительных процессов и запираания наиболее интенсивных из них кванты диффундируют в энергетическом пространстве. В свою очередь имеет место обратное воздействие излучения на плазму через процессы фотовозбуждения, фотоионизации и индуцированного излучения. Эти процессы могут существенно изменить состояние плазмы даже при относительно небольшой доле поглощенной энергии излучения из-за высокой скорости фотопроцессов [9, 11, 12]. При этом излучение, приходящее из различных тепловых слоев, приводит к расогласованию локального состояния плазмы и поля излучения. Полное самосогласование плазмы и излучения достигается лишь в ЛТР, однако, как правило, даже плотная плазма лайнеров и Z -пинчей не находится в равновесии с излучением (состояние неЛТР).

Под неЛТР в данной работе мы будем подразумевать неравновесность плазмы и излучения в квазистационарном приближении. При этом состояние плазмы определяется температурой свободных электронов и

процессами поуровневой кинетики в неравновесном поле излучения. Нестационарные процессы ионизации, возбуждения уровней и т.п., также приводящие к неЛТР, еще более усложняют задачу, но могут оказаться менее существенными в плотной, достаточно медленно эволюционирующей плазме.

Для описания процесса термализации излучения в разделе 1 настоящей работы предложена модель поуровневой кинетики в приближении среднего атома, согласованная с процессами переноса фотонов. В разделе 2 исследованы характеристики источника излучения в схеме "двойной лайнер" ("динамический хольраум") и приведены приближенные решения распределения поля излучения и температуры плазмы. В разделе 3 получены численные решения для однородного по плотности слоя плазмы вольфрама в схеме двойных лайнеров, согласованные с распределением поля излучения в этой системе.

1. Модель для переноса фотонов, согласованная с кинетикой электронов в приближении среднего атома

Определяющую роль в рассматриваемых процессах играет излучение. Именно за счет излучения происходит перераспределение энергии и формирование состояния плазменного слоя после соударения лайнеров. В случае тяжелых элементов перенос фотонов осуществляется, в основном, за счет поглощения и излучения в спектральных линиях, причем в условиях неЛТР процессы переноса излучения и процессы перераспределения электронов по уровням сильно связаны между собой.

Уравнение переноса излучения спектральной интенсивности I_ω с энергией фотонов $\hbar\omega$ в квазистационарном приближении и без учета процессов рассеяния на свободных электронах имеет вид

$$\left(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}\right) I_\omega = -\kappa_\omega I_\omega + j_\omega, \quad (1)$$

где $\vec{\Omega}$ — единичный вектор в направлении распространения излучения, κ_ω — спектральный коэффициент поглощения, куда включены процессы вынужденного излучения, j_ω — спектральная эмиссионная способность

плазмы. Коэффициенты κ_ω и j_ω зависят от локальных свойств плазмы, ее ионизационного состава и температуры, которые, в свою очередь, определяются создаваемым в плазме излучением, приходящим из различных слоев. В условиях ЛТР излучательная способность j_ω связана с коэффициентом поглощения κ_ω законом Кирхгофа

$$j_\omega = \kappa_\omega B_\omega, \quad (2)$$

где B_ω — функция Планка:

$$B_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/T} - 1}, \quad (3)$$

c — скорость света.

В общем случае зависимость коэффициентов переноса от поля излучения является чрезвычайно сложной, а задача (1) существенно нелинейной. Основная трудность в расчетах обусловлена чрезвычайной сложностью спектральной зависимости j_ω и κ_ω от энергии фотонов $\hbar\omega$ для элементов с большим Z . Даже в равновесном случае расчеты коэффициентов поглощения и излучения для тяжелых элементов достаточно сложны и требуют больших вычислительных затрат [13, 14, 15]. На рис.1 приведен коэффициент поглощения в плазме вольфрама при температуре $T = 250$ эВ и плотности $\rho = 0.015$ г/см³, полученный с использованием связи промежуточного типа для расчета положения и интенсивности спектральных линий [15]. При этом в расчете требуется учесть $\sim 10^8$ спектральных линий. Подобный расчет требует более 10 часов машинного времени с использованием 64 процессоров на ЭВМ-1000М. Более простой подход на основе статистических методов [16, 17] и приближения jj -связи позволяет уменьшить время счета в десятки раз без существенной потери точности [18]. Однако для нашей задачи, где требуется проводить согласование кинетики переноса фотонов и распределения электронов по уровням, это приближение остается слишком сложным.

Воспользуемся приближением среднего атома, которое сохраняет приемлемую точность расчета спектральных коэффициентов и учитывает влияние неравновесного поля излучения на населенности энергетических уровней. В приближении среднего атома спектральные коэффициенты поглощения κ_ω и излучения j_ω удобно записать, явно выделяя

в них зависимость от средних чисел заполнения N_μ и интенсивности излучения I_ω [18]:

$$\kappa'_\omega = \rho \frac{N_A}{A} \left\{ \sum_{\mu < \nu} N_\mu \left(1 - \frac{N_\nu}{g_\nu}\right) \sigma_{\mu\nu}^{bb} \Phi_{\mu\nu}^{abs}(\omega) + \sum_{\mu} N_\mu (1 - n_\varepsilon) \sigma_{\mu}^{bf}(\omega) + \sigma^{ff}(\omega) \right\}, \quad (4)$$

$$j'_\omega = \rho \frac{N_A}{A} \left\{ \sum_{\mu < \nu} N_\nu \left(1 - \frac{N_\mu}{g_\mu}\right) \frac{g_\mu}{g_\nu} \sigma_{\mu\nu}^{bb} \Phi_{\mu\nu}^{em}(\omega) + \sum_{\mu} n_\varepsilon \left(1 - \frac{N_\mu}{g_\mu}\right) g_\mu \sigma_{\mu}^{bf}(\omega) + e^{-\hbar\omega/T} \sigma^{ff}(\omega) \right\} \left[\frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} + I_\omega \right] \quad (5)$$

(коэффициенты κ_ω и j_ω в уравнении (1) отличаются от κ'_ω и j'_ω тем, что часть из j'_ω , обусловленная вынужденным излучением и пропорциональная I_ω , перенесена в κ'_ω для получения κ_ω). В формулах (4)-(5) N_A — постоянная Авогадро; A — атомный вес; $\mu = n\ell j$, $\nu = n'\ell'j'$ — наборы квантовых чисел, определяющих состояние электрона (n — главное квантовое число, ℓ — орбитальное квантовое число, j — квантовое число полного момента); g_ν — статистические веса, N_ν — средние числа заполнения, ε_ν — энергии уровней ν при заданной температуре T , плотности ρ и интенсивности излучения I_ω ; $\varepsilon = \hbar\omega + \varepsilon_\nu$ — энергия ионизованного электрона; n_ε — функция распределения свободных электронов по энергии ε ; $\sigma_{\mu\nu}^{bb}(\omega)$, $\sigma_{\mu}^{bf}(\omega)$, $\sigma^{ff}(\omega)$ — сечения поглощения в линиях, фотоионизации и тормозного поглощения соответственно; $\Phi_{\mu\nu}(\omega)$ — профиль спектральной линии поглощения (с верхним индексом abs) или излучения (с индексом em).

Обычно для простоты предполагается, что при излучении и поглощении происходит полное перераспределение по частотам, поэтому можно считать

$$\Phi_{\mu\nu}^{abs}(\omega) = \Phi_{\mu\nu}^{em}(\omega) = \Phi_{\mu\nu}(\omega). \quad (6)$$

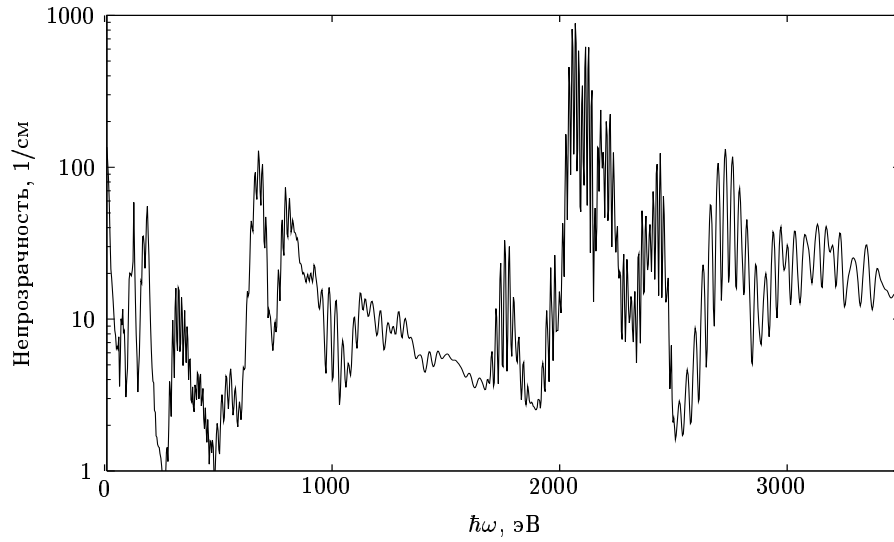


Рис. 1. Спектральный коэффициент поглощения в вольфраме при температуре $T = 250$ эВ и плотности $\rho = 0.015$ г/см³, полученный с использованием приближения промежуточной связи.

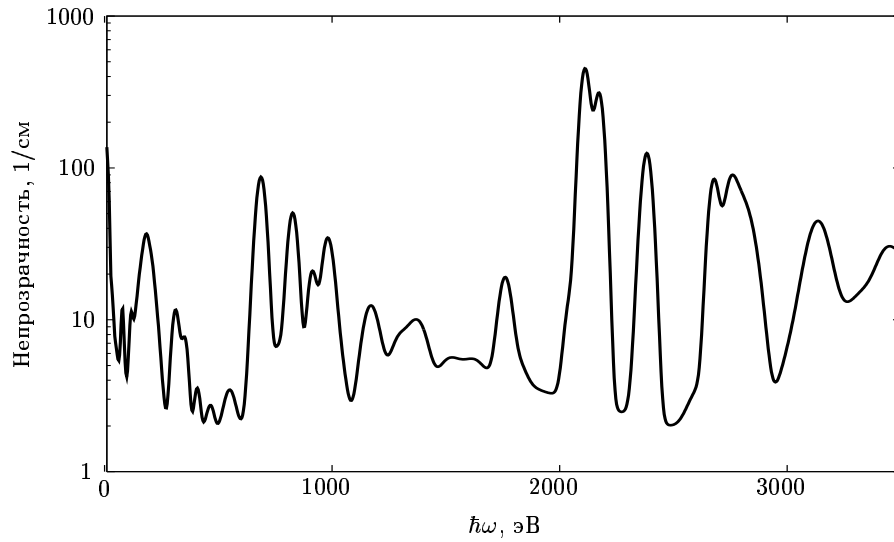


Рис. 2. Спектральный коэффициент поглощения в вольфраме при температуре $T = 250$ эВ и плотности $\rho = 0.015$ г/см³, полученный с использованием приближения среднего атома.

Профиль $\Phi_{\mu\nu}(\omega)$ получается путем усреднения огромного количества компонент [18], в связи с чем приближение (6) вполне оправдано.

Для сечения поглощения в линиях имеем

$$\sigma_{\mu\nu}^{bb} = 2\pi^2 \alpha a_0^2 f_{\mu\nu}, \quad (7)$$

где α — постоянная тонкой структуры, a_0 — борковский радиус, $f_{\mu\nu}$ — сила осциллятора. Для сечений фотоионизации и тормозного поглощения используются формулы из [18]. Результаты расчетов по формулам (4)-(7) для вольфрама при температуре $T = 250$ эВ и плотности $\rho = 0.015$ г/см³ в условиях ЛТР приведены на рис.2. При этом средний по Росселанду коэффициент поглощения $\kappa_{AA} = 6.49$ 1/см, что отличается менее чем на 6% от детального расчета $\kappa_{DTA} = 6.13$ 1/см.

В неравновесной плазме средние числа заполнения N_ν определяются из условий баланса электронов по уровням энергии [19, 20], которые мы будем решать в квазистационарном приближении

$$\frac{dN_\nu}{dt} = (1 - \frac{N_\nu}{g_\nu})S_\nu - N_\nu L_\nu = 0. \quad (8)$$

Здесь S_ν — суммарная скорость процессов в 1/сек, ведущих к увеличению числа электронов в состоянии ν , а L_ν — суммарная скорость процессов, ведущих к уменьшению числа электронов в этом состоянии:

$$S_\nu = \sum_{\mu < \nu} N_\mu (\alpha_{\mu\nu}^{abs} + \alpha_{\mu\nu}^{ex}) + \sum_{\mu > \nu} N_\mu (\alpha_{\mu\nu}^{em} + \alpha_{\mu\nu}^{dex}) + Z_0 (\alpha_\nu^{ir} + \alpha_\nu^{phr} + \alpha_\nu^{dr}), \quad (9)$$

$$L_\nu = \sum_{\mu < \nu} (1 - \frac{N_\mu}{g_\mu}) (\alpha_{\mu\nu}^{em} + \alpha_{\mu\nu}^{dex}) + \sum_{\mu > \nu} (1 - \frac{N_\mu}{g_\mu}) (\alpha_{\mu\nu}^{abs} + \alpha_{\mu\nu}^{ex}) + \alpha_\nu^{ii} + \alpha_\nu^{phi} + \alpha_\nu^{ai}. \quad (10)$$

Для скоростей процессов (числу соответствующих переходов в единицу времени) введены следующие обозначения: $\alpha_{\mu\nu}^{ex}$, $\alpha_{\nu\mu}^{dex}$ — для возбуждения и, соответственно, гашения уровня ν ; α_ν^{ii} , α_ν^{ir} — для ионизации и трехчастичной рекомбинации; $\alpha_{\mu\nu}^{abs}$, $\alpha_{\nu\mu}^{em}$ — для поглощения и излучения в линиях; α_ν^{phi} , α_ν^{phr} — для фотоионизации и фоторекомбинации; α_ν^{ai} , α_ν^{dr} — для эффекта Оже (автоионизации) и диэлектронного захвата электрона. Величина Z_0 определяет число свободных электронов на атом: $Z_0 = Z - \sum N_\nu$.

Для вычисления скоростей столкновительных процессов используются формулы, полученные в работах [20, 21, 22]. Силы осцилляторов, энергии уровней и другие необходимые величины вычисляются на основе релятивистской модели самосогласованного поля Хартри–Фока–Слэтера [18, 23] с заданными числами заполнения электронных состояний N_ν , удовлетворяющими системе уравнений (8)–(10).

Скорости радиационных процессов удобно выразить через соответствующие сечения с учетом поля излучения [24]:

$$\alpha_{\mu\nu}^{abs} = \int \frac{\sigma_{\mu\nu}^{bb} \Phi_{\mu\nu}(\omega)}{\hbar\omega} \left(\int I_\omega d\Omega \right) d\omega, \quad (11)$$

$$\alpha_{\mu\nu}^{em} = \frac{g_\mu}{g_\nu} \exp\left(\frac{\varepsilon_\nu - \varepsilon_\mu}{T}\right) \int \frac{\sigma_{\mu\nu}^{bb} \Phi_{\mu\nu}(\omega)}{\hbar\omega} \left(\frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^2} + \int I_\omega d\Omega \right) e^{-\hbar\omega/T} d\omega, \quad (12)$$

$$\alpha_\mu^{phi} = \int \frac{\sigma_\mu^{bf}(\omega)}{\hbar\omega} \left(\int I_\omega d\Omega \right) d\omega, \quad (13)$$

$$\alpha_\mu^{phr} = g_\mu \exp\left(\frac{\zeta - \varepsilon_\mu}{T}\right) \int \frac{\sigma_\mu^{bf}(\omega)}{\hbar\omega} \left(\frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^2} + \int I_\omega d\Omega \right) e^{-\hbar\omega/T} d\omega. \quad (14)$$

Здесь ζ – химический потенциал, $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ — элемент телесного угла.

2. Генерация и термализация излучения в плазме лайнеров

Генерация излучения при соударении лайнеров происходит главным образом при конверсии кинетической энергии в тепловую в возбуждаемой сильно излучающей ударной волне [1, 2]. Внешний лайнер набирает свою кинетическую энергию при его сжатии давлением магнитного поля протекающего по нему тока. Величина набранной кинетической энергии для параметров, согласованных с генератором, зависит от амплитуды тока J_0 и степени радиального сжатия R_0/r :

$$\frac{M_l V_l^2}{2} \sim \frac{J_0^2 \hbar}{2c^2} \ln \left(\frac{R_0}{r} \right), \quad (15)$$

где M_l , h , V_l — масса, длина и скорость лайнера. Степень радиального сжатия и толщина плазменной оболочки определяется толщиной скин-слоя [25] и развитием неустойчивостей плазмы [9]. Для снижения влияния неустойчивостей вводят дополнительный промежуточный лайнер, например так называемый *nested wire array* [6]. В этом случае оценка кинетической энергии лайнера может быть легко получена с помощью (15) и закона сохранения количества движения при неупругом столкновении внешнего и промежуточного лайнеров.

Набрав скорость $V_l = 4 \div 6 \cdot 10^7$ см/с, внешний (или слившийся с промежуточным) лайнер сталкивается с внутренним лайнером и сжимается с почти замороженным в него сильным магнитным полем. Сжатое магнитное поле своим давлением вызывает сильную ударную волну в веществе внутреннего лайнера. Собственное тепловое давление плазмы при этом, как правило, значительно ниже магнитного за счет сильного радиационного охлаждения на всех стадиях процесса ускорения, соударения и пинчевания [1, 9, 25]. Распространяющаяся по лайнеру ударная волна является сверхкритической [26], она генерирует интенсивное тепловое излучение, которое проникает в полость внутреннего лайнера и облучает мишень. Внешний лайнер при этом экранирует излучение, препятствуя его выходу наружу. Для эффективной экранировки излучения внешний лайнер должен быть изготовлен из вещества с атомным номером $Z \gg 1$. Еще на стадии ускорения протекание тока в лайнере сопровождается излучением диссипируемой энергии тока [25].

За счет излучения внешнего лайнера к моменту соударения внутренний лайнер сублимируется и разлетается со скоростью порядка скорости звука, так что характерная толщина внутреннего лайнера для импульса тока длительностью ~ 100 нс к моменту удара составляет ~ 1 мм. Поэтому торможение внешнего лайнера и конверсия его кинетической энергии в излучение происходит в разреженной плазме внутреннего лайнера. При этом внешний лайнер за счет большой упругости магнитного поля тормозится безударно [1]. Характерное время соударения лайнеров при скорости $V_l \sim 5 \cdot 10^7$ см/с составляет $\tau = 2 \div 4$ нс. Сильно излучающая ударная волна во внутреннем лайнере распространяется с переменной во времени скоростью $D(t)$, которую можно оценить из закона сохранения

импульса при неупругом ударе [1]:

$$D(t) = \frac{V_l}{1 + \mu_{in}(t)/\mu_{out}}, \quad (16)$$

где μ_{out} — масса внешнего лайнера на единицу площади, $\mu_{in} = \int \rho_{in} D(t) dt$ — часть массы внутреннего лайнера, захваченная в движение ударной волной, ρ_{in} — плотность внутреннего лайнера перед фронтом ударной волны.

Для осуществления режима сильно излучающей ударной волны необходимо, чтобы внутренний лайнер так же, как и внешний, частично сохранил элементы с достаточно большим Z . В ударной волне, распространяющейся по плазме многозарядных ионов, конверсия гидродинамической энергии в излучение является результатом цепи последовательных процессов. За счет механизма ионной вязкости кинетическая энергия направленного движения переходит в тепловую энергию ионов. В результате ион-электронных столкновений нагреваются электроны плазмы. Одновременно идут процессы дальнейшей ионизации плазмы и возбуждения электронных состояний. Для эффективной передачи энергии ударной волны в излучение необходимо, чтобы скорость возбуждения ионов была не меньше скорости ион-электронного обмена энергией при упругих столкновениях [1]. Это условие накладывает ограничения на величину сил осцилляторов основных электронных переходов, которые при скорости лайнера $V_l \approx 5 \cdot 10^7$ см/с выполняются лишь для элементов с достаточно большим атомным номером Z . Вместе с этим плазма должна быть достаточно прозрачной для теплового излучения, чтобы пропустить его в полость, где расположена мишень. По этой причине, а также для ускорения обмена энергией между ионами и электронами в ударной волне, внутренний лайнер должен быть выполнен из смеси легких и тяжелых атомов [10].

Если эти условия выполнены, то практически весь поток энергии ударной волны конвертируется в излучение. В результате мощность источника излучения в полости лайнера может быть оценена как [1]

$$W = q\pi r_{in}^2 h = \frac{8}{3}\pi r_{in}\rho_{in}D^3h, \quad (17)$$

где введена величина средней по объему внутреннего лайнера мощности источника $q = 8\rho_{in}D^3/(3r_{in})$. В силу прозрачности внутреннего лайнера

для излучения ударной волны спектральный состав излучения источника определяется спектром излучающего вещества, которое поглощается внешним лайнером, термализуется и заполняет внутренний лайнер близким к планковскому спектром.

Считая, что излучение мгновенно заполняет полость и внутренний лайнер и что внешний лайнер тормозится безударно, а излучение в нем заперто, рассмотрим задачу распространения излучения в плазме внешнего лайнера. Запишем уравнение теплового баланса, учитывая только наиболее быстрые лучистые процессы, пренебрегая электронной теплопроводностью и другими процессами перераспределения энергии:

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{F}, \quad (18)$$

где C_V — удельная теплоемкость, $T \equiv T_e$ — температура электронов, \vec{F} — плотность потока энергии.

В первом приближении поток энергии излучения можно оценить, воспользовавшись приближением лучистой теплопроводности:

$$\vec{F} = -\frac{\ell(T)c}{3} \operatorname{grad} \left(\frac{4}{3} \sigma T^4 \right), \quad (19)$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана, $\ell(T)$ — длина пробега фотонов, усредненная по Росселанду:

$$\ell = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty \frac{x^4 e^{-x}}{\kappa_\omega (1 - e^{-x})^2} dx, \quad x = \frac{\hbar\omega}{T}. \quad (20)$$

Предполагая, что вдоль оси симметрии лайнеры ограничены хорошо переизлучающими поверхностями, а между ними параметры плазмы однородны, будем считать, что отлична от нуля лишь радиальная компонента потока $\vec{F} = (F, 0, 0)$. В силу высокой скорости лучистого переноса будем рассматривать квазистационарные решения (18)-(19):

$$\frac{\partial}{\partial r} r \ell(T) \frac{\partial}{\partial r} (\sigma T^4) = 0. \quad (21)$$

Аппроксимируем зависимость росселандова пробега квантов от температуры плазмы в рассматриваемом интервале температур степенной функцией $\ell \sim T^\eta$ (для вольфрама при $175 \text{ эВ} < T < 300 \text{ эВ}$ показатель степени $\eta = 3.6$, см. рис. 3).

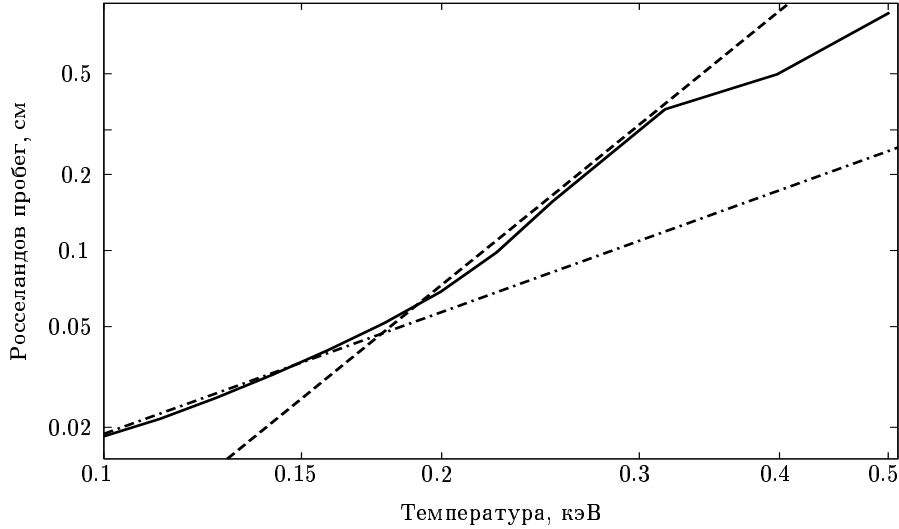


Рис. 3. Росселандов пробег в вольфраме при плотности $\rho = 0.015$ г/см³ и различных температурах (сплошная линия). Штриховой линией и штрих-пунктирной линией обозначены аппроксимации $l = 24 \cdot T^{3.6}$ см и $l = 0.75 \cdot T^{1.6}$ см соответственно.

Если плотность энергии излучения на внутренней поверхности лайнера при $r = r_{in}$ считать планковской с температурой $T_{in} = T(r_{in})$, а плотность потока излучения с поверхности лайнера при $r = r_{out}$ также планковской с температурой $T_{out} = T(r_{out})$, то из уравнения (21) следует распределение температуры электронов плазмы по толщине внешнего лайнера при $r_{in} < r < r_{out}$:

$$\sigma T^4 \ell(T) = \sigma T_{out}^4 \ell_{out} \left(1 + \alpha \frac{r_{out}}{\ell_{out}} \ln \left(\frac{r_{out}}{r} \right) \right), \quad (22)$$

где $\alpha = 3(\eta + 4)/16$, ℓ_{in} и ℓ_{out} — значения росселандова пробега вблизи внутренней и внешней границ слоя при температурах T_{in} и T_{out} соответственно. Для T_{in} и T_{out} из (22) следует соотношение

$$\frac{T_{in}}{T_{out}} = \left(\frac{\ell_{out}}{\ell_{in}} + \alpha \frac{r_{out}}{\ell_{in}} \ln \left(\frac{r_{out}}{r_{in}} \right) \right)^{1/4}. \quad (23)$$

Температура внешнего слоя T_{out} определяется удельной мощностью источника излучения в ударной волне и условием сохранения потока энергии:

$$\sigma T_{out}^4 = \frac{qr_{in}^2}{2r_{out}}. \quad (24)$$

Оценка (23) показывает полученное в [1] умножение потока излучения на мишень за счет удержания излучения внешним лайнером. Эффект усиления тем больше, чем больше оптическая толщина лайнера.

Решение (21) - (24) справедливо лишь при $\ell_{in} \ll \Delta r$, где Δr — толщина плазменного слоя, но даже в этом случае в приповерхностном слое толщиной порядка ℓ_{out} условия ЛТР не выполняются. Излучение из этой зоны выходит практически свободно, поэтому температура электронов в этом слое должна резко падать и быть значительно ниже температуры излучения T_{out}^{rad} . Если, к тому же, оптическая толщина плазменного слоя сравнима с длиной росселандова пробега, то для описания состояния плазмы необходимо отказаться от приближения лучистой теплопроводности и рассматривать численные решения для общего случая неЛТР.

3. Моделирование неравновесной плазмы вольфрамового лайнера

В целях изучения влияния неравновесности на эффективность захвата излучения рассмотрим модельную задачу в геометрии, близкой к системе "двойной лайнер" ("динамический хольраум"), в момент соударения лайнеров. Считая плазму внутреннего лайнера прозрачной для излучения, будем предполагать, что источник излучения расположен в полости цилиндрической оболочки (лайнера) и распределен равномерно с плотностью мощности q . Для простоты будем считать распределение плотности плазмы по толщине лайнера между $r_{in} < r < r_{out}$ однородным. Веществом лайнера, следуя экспериментам [6, 7], выберем вольфрам ($Z = 74$). Для увеличения оптической плотности плазменного слоя рассмотрим также смесь из различных материалов с минимальным для данных условий росселандовым пробегом тепловых квантов.

Как и в предыдущем пункте, будем считать лайнер закрытым с торцов идеально отражающими крышками, а параметры плазмы однородными вдоль оси системы, т.е. зависящими лишь от радиуса r . Выберем для анализа влияния неравновесности массу лайнера на единицу длины $M_l = 5$ мг/см, размеры плазменного лайнера $r_{in} = 0.16$ см, $r_{out} = 0.36$ см, плотность мощности источника $q = 1600$ ТВт/см³. В качестве спектрального распределения излучения источника выберем как планковский спектр

$$q_\omega = \frac{q}{4\pi} \cdot \frac{15}{(\pi T_q)^4} \frac{(\hbar\omega)^3}{e^{\hbar\omega/T_q} - 1} \quad (25)$$

с температурой $T_q = 200$ эВ, так и спектры различных излучающих при- садок, в частности W, Nd (см. рис. 4). Заметим, что полная мощность излучателя во всех рассматриваемых случаях соответствует мощности излучения черного тела при температуре $T = 187$ эВ.

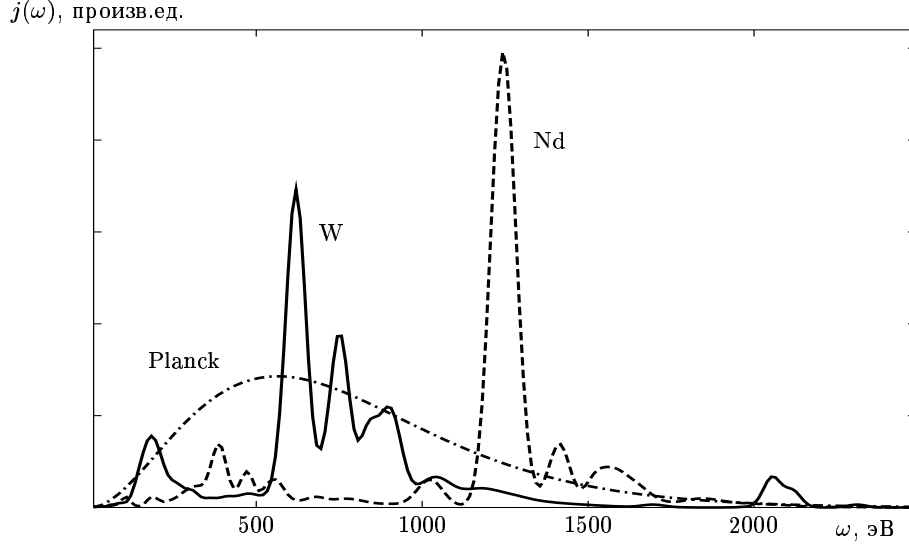


Рис. 4. Спектральные характеристики различных источников излучения: сплошная линия — W; штриховая линия — Nd; штрих-пунктирная линия — планковская функция.

Использование для решения задачи уравнения лучистой теплопроводности не является оправданным, так как для вольфрама при $T \sim 250$ эВ и рассматриваемой плотности $\rho \sim 0.015$ г/см³ Росселандов пробег $\ell = 0.163$ см, что сравнимо с толщиной плазменного слоя $\Delta r = 0.2$ см (см.рис.5).

Необходимо использовать непосредственно уравнение (1), решения которого определяются геометрией плазменного слоя и коэффициентами поглощения и излучения, причем в неравновесном случае последние должны быть согласованы с поуровневой кинетикой электронов.

Уравнение (1) при заданных κ_ω и j_ω решалось прямым методом путем интегрирования вдоль траекторий:

$$I_\omega(r, \vartheta, \varphi) = \int_0^\tau S_\omega(x') e^{\tau' - \tau} d\tau', \quad (26)$$

где $\tau = \tau(x) = \int_0^x \kappa_\omega(\xi) d\xi / \sin \vartheta$ — оптическая толщина, $\tau' = \tau(x')$. Координата $x = x(r, \varphi)$ берется вдоль проекции луча на плоскость,

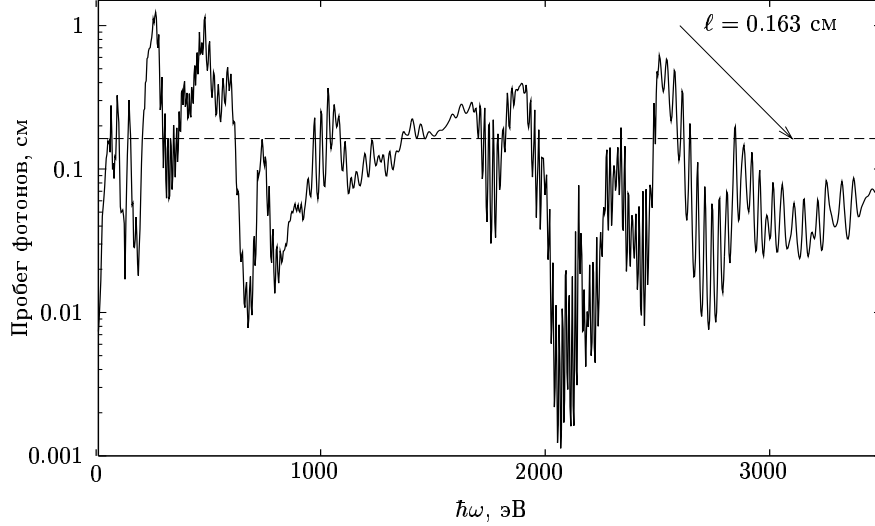


Рис. 5. Спектральный росселандов пробег в вольфраме при температуре $T = 250$ эВ и плотности $\rho = 0.015$ г/см³. Штриховой линией обозначена величина среднего пробега $\ell = 0.163$ см.

перпендикулярную оси z . Она связана с радиусом r и углом направления проекции траектории луча φ на эту плоскость соотношением $x = \sqrt{r_{out}^2 - r^2 \sin^2 \varphi} + r \cos \varphi$. Функция источника

$$S_{\omega}(\vec{r}) = \begin{cases} q_{\omega}, & r < r_{in}; \\ \frac{j_{\omega}(\vec{r})}{\kappa_{\omega}(\vec{r})}, & r_{in} < r < r_{out}. \end{cases} \quad (27)$$

При получении решения (26) учтено, что на границе $r = r_{out}$ есть только исходящее излучение, т.е. $I_{\omega}|_{r=r_{out}} = 0$ при $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$.

Интегрируя уравнение переноса (1) по телесному углу Ω , получим соотношение для $\text{div} \vec{F}$ в уравнении теплового баланса (18):

$$\text{div} \vec{F} = \vec{\nabla} \int \vec{\Omega} I_{\omega} d\Omega = - \int \kappa_{\omega} U_{\omega} d\omega + 4\pi \int j_{\omega} d\omega, \quad (28)$$

где $U_{\omega} = \int I_{\omega} d\Omega$. В квазистационарном приближении получаем следующее интегральное соотношение

$$4\pi \int j_{\omega} d\omega = \int \kappa_{\omega} U_{\omega} d\omega, \quad (29)$$

которое определяет распределение поля излучения и температуры плазмы внешнего лайнера. С учетом граничных условий на поток лучистой

энергии с поверхности лайнера имеем

$$F(r) = \int \int \int I_\omega \sin^2 \vartheta \cos \varphi d\vartheta d\varphi d\omega = \frac{qr_{in}^2}{2r}. \quad (30)$$

Итак, необходимо найти такую температуру электронов в плазменном слое при $r_{in} < r < r_{out}$, чтобы для решения уравнения переноса (1) удовлетворялись соотношения (29)-(30). Основная трудность в расчетах заключалась в вычислении коэффициентов поглощения и излучения в точках сетки r с заданной температурой $T = T(r)$ и с заданным полем излучения I_ω . Расчеты проводились на суперЭВМ МВС-1000М Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН. Обычно использовалось N процессоров, где N — число узлов сетки по r ($N \sim 100$). При получении потока F интегрирование I_ω из (26) по углу ϑ проводилось аналитически, по азимутальному углу φ выбиралось 64 направления.

Самосогласованное решение получалось путем итераций в результате последовательного уточнения решаемых уравнений. В качестве начального приближения было выбрано численное решение уравнения лучистой теплопроводности (21) с росселандовыми пробегами, вычисленными в приближении ЛТР по формулам (4)-(5). Затем уравнение переноса решалось совместно с уравнением баланса энергии (29), где при вычислении κ_ω и j_ω вместо I_ω бралась функция Планка с температурой $T = T^{rad} = (4U/c\sigma)^{1/4}$. Плотность энергии излучения $U = \int \int I_\omega d\Omega d\omega$ вычислялась путем интегрирования интенсивности I_ω , полученной по формуле (26). Число групп бралось равным 200, что оказалось вполне достаточным для удовлетворительного описания спектра в рассматриваемом приближении.

И, наконец, решалась полная задача (1), (4)-(5), (8)-(14), (26)-(30) для согласования спектрального поля излучения с поуровневой кинетикой. Требовалось более 1000 итераций для получения приемлемой точности решения, когда температура электронов практически оставалась неизменной в процессе итераций, хотя поток излучения в итоге незначительно отличался от точного решения (см. рис. 6)

$$F = \begin{cases} \frac{qr}{2}, & r < r_{in}; \\ \frac{qr_{in}^2}{2r}, & r > r_{in}. \end{cases} \quad (31)$$

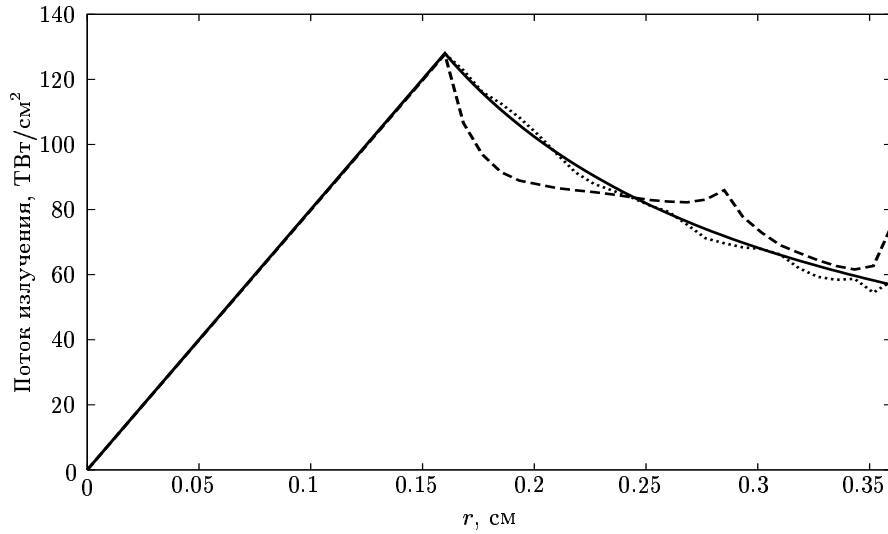


Рис. 6. Полный поток излучения в стационарном случае: сплошная линия — точное решение, штриховая линия — расчет с использованием равновесных коэффициентов поглощения и излучения, точки — близкое к согласованному с излучением решение.

Полученное самосогласованное решение иллюстрируют рис. 7, 8, где приведены основные характеристики излучения и вещества. Яркостная температура излучения в центре полости $T^{rad}(0) = (4U/c\sigma)^{1/4} = 254$ эВ, на внутренней границе слоя — $T_{in}^{rad} = 235$ эВ, а на внешней границе слоя — $T_{out}^{rad} = 125$ эВ. Температура электронов значительно отличается от решения уравнения лучистой теплопроводности $T_{in} = 220$ эВ вместо 257 эВ и $T_{out} = 73$ эВ вместо 138 эВ. Плазма близка к равновесию лишь в узком слое вблизи $r \sim 0.3$ см. Заметим, что формулы (23)-(24) дают оценку величины $T_{in}^{rad} = 1.9 T_{out}^{rad}$, однако, как видно из результатов самосогласованных расчетов, достаточно грубую.

На рис. 9-10 приведено спектральное распределение излучения внутри и вне цилиндрического слоя. Из рисунков видно, что, хотя яркостная и спектральная температуры излучения близки, спектр существенно отличается от планковского как вне, так и внутри плазменного слоя. Замена планковского распределения в источнике более реалистичским, а именно соответствующим спектру излучения присадок W или Nd с той же самой полной энергией, что и для планковского спектра, практически не изменяет результаты.

Для условий, более близких к экспериментам [7], с массой лайнера $M_l = 3.3$ мг/см и размерами плазменного лайнера $r_{in} = 0.25$ см, $r_{out} = 0.4$ см, а также с плотностью мощности источника $q = 1024$ ТВт/см³

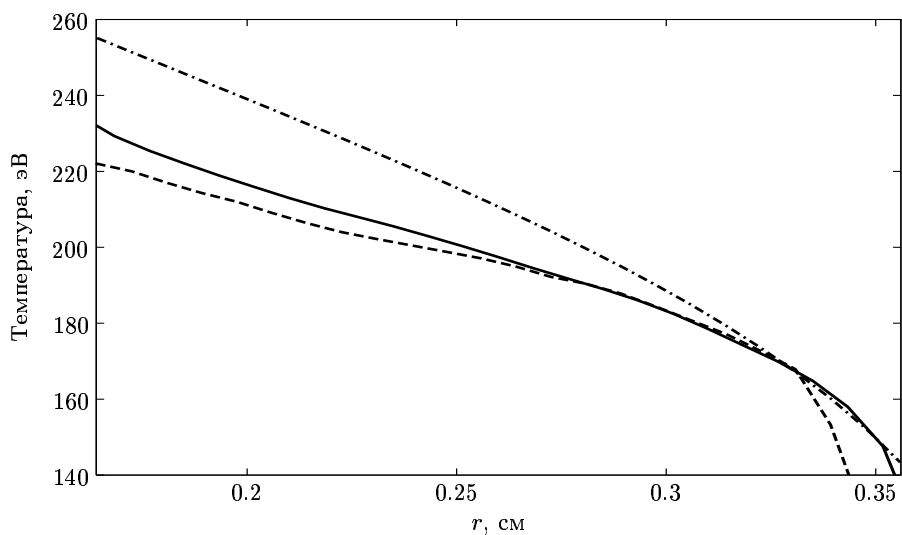


Рис. 7. Яркостная температура излучения в цилиндрическом слое вольфрама (сплошная линия), температура электронов (штриховая линия) и решение уравнения лучистой теплопроводности (штрих-пунктирная линия). Толщина слоя — 0.2 см, плотность вещества — 0.015 г/см^3 . Внутри цилиндра (при $r < 0.16 \text{ см}$) размещен распределенный источник излучения мощности 128 ТВт/см^2 с планковским спектром, соответствующим температуре $T = 200 \text{ эВ}$.

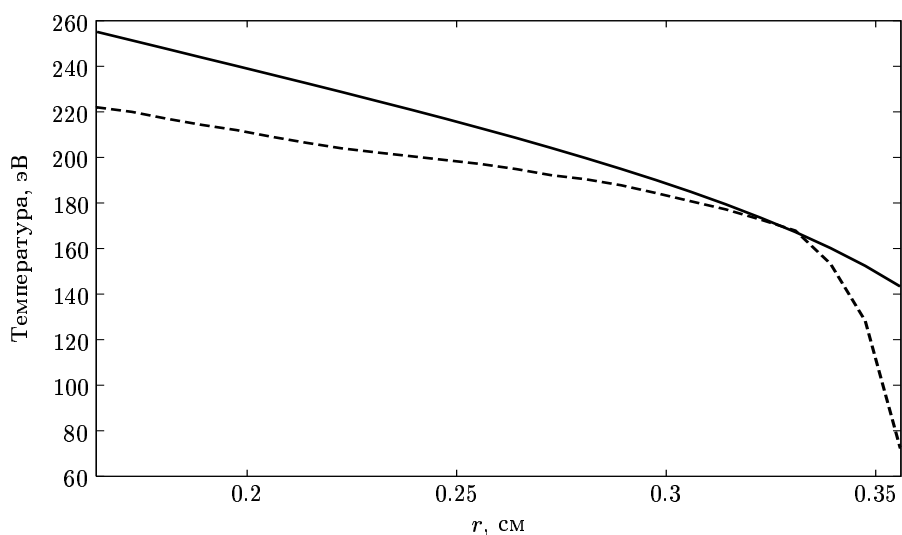


Рис. 8. Температура электронов в цилиндрическом слое вольфрама (штриховая линия). Сплошная линия — решение уравнения лучистой теплопроводности.

с сохранением той же полной энергии источника, что и в предыдущем случае, влияние неравновесности несколько сильнее, хотя качественно результаты не меняются. Яркостная температура излучения в центре полости $T^{rad}(0) = (4U/c\sigma)^{1/4} = 220$ эВ.

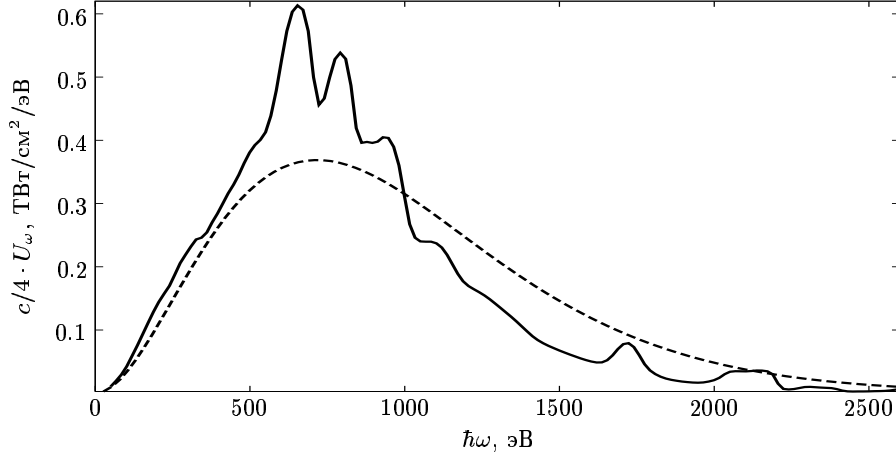


Рис. 9. Спектральная плотность излучения при $r = 0$. Решение самосогласованной задачи (сплошная линия) и функция Планка при $T = 254$ эВ (пунктирная линия).

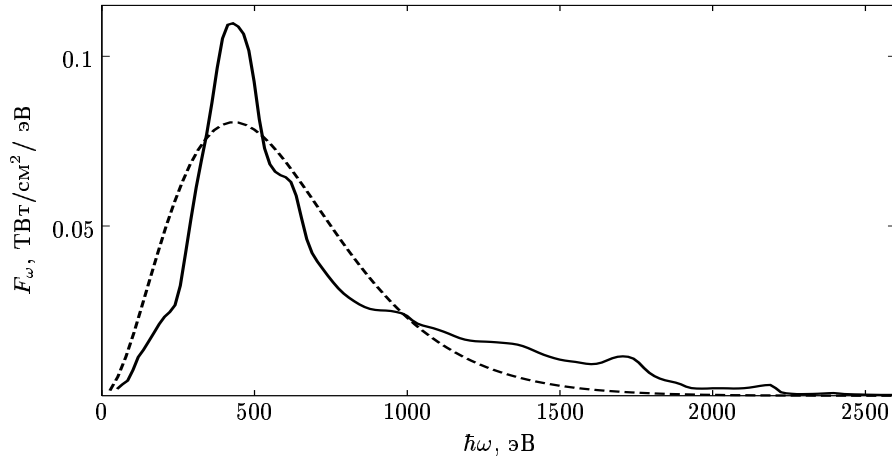


Рис. 10. Спектральный поток выходящего излучения при $r = r_{out}$ и функция Планка при $T = 135$ эВ.

Как видно из оценки (24), для высокой эффективности конверсии требуется вещество, которое при заданной температуре и плотности обладает минимальным пробегом [27]. При высоких температурах для элементов с большим Z основную роль играет поглощение в спектральных линиях, которые расположены достаточно узкими группами с чередующимися окнами прозрачности (участками спектра с большой длиной пробега фотонов). Это приводит к тому, что перенос излучения для разных элементов происходит в различных участках спектра, хотя

лучистая теплопроводность элементов с близкими Z почти одинакова. Специально выбирая элементы с определенными Z , можно закрыть окна прозрачности и получить вещество с минимальным пробегом. В частности, процедура получения смеси с минимальным пробегом описана в [18]. Для рассматриваемых условий один из вариантов такой смеси может быть получен путем комбинации из тяжелых и сравнительно легких элементов ($Z = 64, 67, \dots$). В самосогласованном решении для такой смеси яркостная температура излучения в центре полости $T^{rad}(0) = 266$ эВ, что более чем на 20% увеличивает интенсивность излучения внутри цилиндра при той же энергии излучателя.

Конечно, в реальной ситуации плазменная оболочка неоднородна, магнитогидродинамическая неустойчивость Рэля -Тэйлора деформирует ее [9]. Однако лучистый перенос в значительной степени выравнивает распределение температуры. Двумерные расчеты по программе ZETA [9], в целом, подтверждают этот факт и полученные здесь результаты.

Заключение

В системах ”двойной лайнер” и ”динамический хольраум” при достаточной оптической плотности внешнего лайнера поток энергии излучения, генерируемый ударной волной при столкновении лайнеров, может быть значительно усилен за счет эффекта запираения излучения, которое характеризуется оптической толщиной плазмы. Процесс термализации и захвата излучения обусловлен миграцией квантов по ширине линий и их взаимным перекрытием в плазме многозарядных ионов. При этом параметры плазмы внешнего лайнера лишь во внутренней его части могут рассматриваться как близкие к ЛТР. В основном плазма находится в неравновесном с излучением состоянии и ее спектр существенно отличается от планковского.

Литература

- [1] Захаров С.В., Смирнов В.П., Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Ско-
роваров К.В. Соударение токонесущих цилиндрических лайнеров.
Препринт ИАЭ, 4587/6. Москва, 1988.
- [2] Matzen M.K. *Phys. Plasmas* 1997; 4, p. 1519.
- [3] Zakharov S.V., Smirnov V.P., Tsarfin V.Ya.. Proc. of the 14th Int. Conf.
on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Wurzburg,
1992 (IAEA, Vienna, 3, 1993) p. 481.
- [4] Zakharov S.V., Smirnov V.P., Grabovskii E.V., Nedossev S.L., Oleinik
G.M., Zaitsev V.I.. Imploding liner as a driver for indirect driven target
physics studies. Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on
Drivers for Inertial Confinement Fusion. Paris, 1994 (IAEA, Vienna,
1995) p. 395.
- [5] Грабовский Е.В., Смирнов В.П., Захаров С.В., Воробьев А.Ю., Дяби-
лин К.С., Лебедев М.Е., Фортвов В.Е. *ЖЭТФ*. 1996. Т.82. С.445.
- [6] Sanford T.W.L. et al. Characteristics and Dynamics of a 215-eV
Dynamic-Hohlraum X-Ray Source on Z. Proceedings of 14th Int. Conf.
Beams2002 and 5th Int. Conf. DZP2002. Albuquerque, 2002.
- [7] Bailey J.E., Slutz S.A., Chandler G.A. et al. Spectroscopy of argon-
doped capsule implosions driven by z-pinch dynamic hohlraum. 14th
Int. Conf. Beams2002 and 5th Int. Conf. DZP2002. Albuquerque, 2002.
- [8] Idzorek G.C., Chrien R.E., Peterson D.L., Watt R.G., Chandler G.A.,
Fehl D.L., Sanford T.W.L. Spectral output of Z-machine implosions.
28th ICOPS 2001 and 13th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Las Vegas,
2001, p. 777.
- [9] Benattar R., Zakharov S.V., Nikiforov A.F., Novikov V.G. et al.
Influence of magnetohydrodynamic Rayleigh–Taylor instability on
radiation of imploded heavy ion plasmas. *Phys. Plasmas* 1999;6(1):175-
187.
- [10] Zakharov S.V., Novikov V.G. Radiating Plasma MHD Model for
Generation of Radiation in Double Liner & Dynamic Hohlraum. *Bull.
Am. Phys. Soc.* 1999;44(7), p. 103.

- [11] Новиков В.Г., Соломянная А.Д. Спектральные характеристики плазмы, согласованные с излучением. ТВТ. 1998. Т. 36, вып. 6. С. 858–864.
- [12] Salzman D. Atomic Physics in Hot Plasmas. New York-Oxford: Oxford University Press, 1998.
- [13] Goldberg A., Rozsnyai B.F., Thompson P. Intermediate-coupling calculation of atomic spectra from hot plasma. Phys. Rev. A 1986; 34(1), p.421-427.
- [14] Iglesias C.A., Rogers F.J., Wilson B.G. Spin-orbit interaction effects on the Rosseland mean opacity. Astrophys. J. 1992;397, p. 717.
- [15] Новиков В.Г., Соломянная А.Д. Расчет спектров многоэлектронных ионов в приближении связи промежуточного типа. Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН N 65. Москва, 2001.
- [16] Moszkowski S.A. On the energy distribution of terms and line arrays in the atomic spectra. Progr. Theor. Phys. 1962;28, p. 1-23.
- [17] Vauche J., Vauche-Arnoult C., Wyart J.F. et al. Simulation of atomic transition arrays for opacity calculations. Phys. Rev. A 1991;44(12):5707-5714.
- [18] Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. Методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. М.: Физматлит. 2000. 400 с.
- [19] Post D.E., Jensen R.V., Tarter C.B. et al. Steady state radiative cooling rates for low density high temperature plasmas. Atomic Data Nucl. Data Tables 1977;20:397-439.
- [20] Rozsnyai B.F.. Collisional-radiative average-atom model for hot plasmas. Phys. Rev. B 1997;55(6):7507-7521.
- [21] Вайнштейн В.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий М.: Наука, 1979.
- [22] Lotz W. Astrophys. J. Suppl. 1967; 14, p.207.
- [23] Rozsnyai B.F. Relativistic Hartree-Fock-Slater calculations for

arbitrary temperature and matter density. Phys. Rev. A 1972;5(3),1137-1149.

- [24] Михалас Д. Звездные атмосферы. Т.1,2. М.: Мир, 1982.
- [25] Григорьев С.Ф., Захаров С.В. ЖТФ. 1987. Т.13. С. 254
- [26] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [27] Colombant D., Klapisch M., Bar-Shalom A. Increase in Rosseland mean opacity for inertial fusion hohlraum walls. Phys. Rev. E 1998;57(3):3411-3416.