



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 86 за 2016 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

Козлов А.Н., Коновалов В.С.

**3D модель переноса
излучения в потоках
ионизирующегося газа и
плазмы**

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Козлов А.Н., Коновалов В.С. 3D модель переноса излучения в потоках ионизирующегося газа и плазмы // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2016. № 86. 32 с. doi:[10.20948/prepr-2016-86](https://doi.org/10.20948/prepr-2016-86)
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2016-86>

Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Российской академии наук

А.Н. Козлов, В.С. Коновалов

**3D модель переноса излучения
в потоках ионизирующегося газа и плазмы**

Москва — 2016

Козлов А.Н., Коновалов В.С.

3D модель переноса излучения в потоках ионизирующегося газа и плазмы

Представлено исследование переноса излучения в потоках ионизирующегося газа в канале и компрессионных потоках плазмы на выходе из квазистационарного плазменного ускорителя. В основу модели положены МГД-уравнения и уравнение переноса излучения. В МГД модели использовано приближение локального термодинамического равновесия в трехкомпонентной среде, состоящей из атомов, ионов и электронов. Модель переноса излучения включает основные механизмы излучения и поглощения для различных участков спектра.

Ключевые слова: перенос излучения, уравнения магнитной газодинамики, течения ионизирующегося газа, компрессионные потоки плазмы

Andrey Nikolaevich Kozlov , Venyamin Sergeevich Konovalov

3D model of the radiation transport in flows of the ionizing gas and plasma

Research of the radiation transport in the ionizing gas streams in channel and the compressible plasma streams at outlet of the quasi-steady plasma accelerator is presented. The model is based on the MHD equations and equation of radiation transport. In the MHD model the approximation of the local thermodynamic equilibrium was used in three-component medium consisting of atoms, ions and electrons. The model of the radiation transport includes basic mechanisms of emission and absorption for different portions of spectrum.

Key words: radiation transport, equations of magnetogasdynamics, ionizing gas flows, compressible plasma streams

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-11-10278).

Оглавление

Введение	3
Постановка задачи о течении ионизирующегося газа	4
О численном решении МГД задачи	8
Постановка задачи о переносе излучения	9
Излучательная способность и коэффициент поглощения	10
О численном решении уравнения переноса излучения	14
Поле излучения в потоке ионизирующегося газа	18
Поле излучения в компрессионном потоке плазмы	26
Заключение и библиографический список	29

Введение

Один из ярких примеров нелинейных наук относится к процессу ионизации, отвечающему фазовому переходу от газообразного состояния среды к плазме. В данном случае представлено численное исследование потоков ионизирующегося газа в канале плазменного ускорителя.

Соответствующие теоретические, численные и экспериментальные исследования динамики потоков ионизирующегося газа и плазмы составляют одно из научных направлений, связанных с квазистационарными плазменными ускорителями (КСПУ) и магнитоплазменными компрессорами (МПК) [1-14]. В этих системах рассматриваются трансзвуковые потоки плазмы, в том числе при наличии дополнительного продольного магнитного поля [15,16], изучаются приэлектродные процессы, обусловленные эффектом Холла и предшествующие явлению кризиса тока [17], исследуются компрессионные потоки, перенос излучения [18-20] и динамика примесей, а также разрабатываются численные модели процесса ионизации [21,22] различного уровня сложности. Кроме того, исследования процессов ионизации и переноса излучения связаны с целым рядом других актуальных научных направлений, и этому посвящено большое количество публикаций (см., например, [23-25]).

Простейшие плазменные ускорители состоят из двух коаксиальных электродов, подключенных к электрической цепи. В результате пробоя между электродами формируется фронт ионизации, отвечающий фазовому переходу от одного состояния материи к другому. В простейших системах процессы происходят при наличии основной азимутальной компоненты магнитного поля. Азимутальное поле генерируется электрическим током, проходящим вдоль внутреннего электрода. В свою очередь радиальный плазменный ток, протекающий между электродами, и азимутальное магнитное поле обеспечивают ускорение плазмы за фронтом ионизации благодаря силе Ампера $\frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$, где \mathbf{j} — ток в плазме. Процесс ионизации и предварительного

ускорения плазмы происходит, в частности, в первой ступени двухступенчатого КСПУ [5-14]. Данные многофункциональные системы предназначены для различных технологических приложений и термоядерных исследований, а также представляют интерес для разработки перспективных мощных электрореактивных плазменных двигателей, поскольку ускорители являются системами проточного типа, в которых на входе непрерывно подается газ.

Процесс ионизации газа в КСПУ и МПК относится к малоизученным явлениям, отвечающим фазовому переходу с образованием фронта ионизации. Изучение свойств потоков ионизирующегося газа проводится главным образом с помощью стационарных, точнее квазистационарных, течений, рассчитанных методом установления. Для стационарных течений разработаны также основы теории процессов на фронте ионизации [26].

Ранее течение ионизирующегося газа было рассмотрено в рамках квазиодномерного приближения (см., например, [3,21,22]) в узкой цилиндрической трубке канала заданного сечения. Течение ионизирующегося газа характеризуется, с одной стороны, резким возрастанием температуры, скорости и степени ионизации, с другой стороны, — резким падением плотности и магнитного поля на фронте ионизации. Такие процессы противоречат ударным переходам в рамках магнитной газодинамики, но характерны для рассматриваемого фазового перехода.

Данная работа продолжает цикл исследований течений ионизирующегося газа. Представлены численная модель и результаты расчетов двумерных осесимметричных квазистационарных течений ионизирующегося газа в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР). Фазовый переход изучается на основе нелинейного описания самого процесса ионизации и при условии резкого изменения магнитной вязкости, отвечающей электропроводности среды. Проводимость определяет джоулев нагрев в уравнении энергии и диффузию магнитного поля, которая учитывается с помощью параболической части системы МГД уравнений.

Современный уровень экспериментальных и численных исследований позволяет одновременно определять локальные значения макроскопических параметров плазмы и характеристики излучения. Это открывает новые возможности для проведения комплексных исследований, валидации моделей и сближения результатов расчетов с возможностями экспериментальных исследований [6, 8-14]. В связи с этим становится актуальной задача построения адекватных численных моделей переноса излучения, совершенствование физической модели и вычислительных алгоритмов при исследовании течений ионизирующегося газа и плазмы.

Данная работа посвящена, в первую очередь, построению трехмерной численной модели и решению задачи переноса излучения в потоках ионизирующегося газа в канале ускорителя и компрессионных потоков на выходе из системы. В процессе решения задачи динамики излучающей среды следует учитывать ряд факторов. К ним относится применимость того или иного приближения, необходимая точность при описании геометрии излучающего объема, учет теневых областей, детали описания спектра излучения, основных механизмов излучения и поглощения, а также выбор методов решения уравнения переноса излучения [19,24,27-33].

Постановка задачи о течении ионизирующегося газа

В зависимости от параметров среды описание плазмы осуществляется с помощью кинетических уравнений или уравнений магнитной газодинамики. В свою очередь МГД описание для плотной среды включает различные приближения. Как правило, используют классическую систему МГД уравнений. В ряде случаев необходима двухжидкостная МГД модель с учетом

эффекта Холла (см., например, [1-7,16]), а также двухжидкостная МГД модель с учетом инерции электронов (см., например, [1,34]).

В задачах нелинейной плазмодинамики процесс ионизации также описывается различными способами (см., например, [3-7,21-26]). В данной работе используется модифицированная МГД модель в рамках приближения ЛТР и с учетом радиационного переноса тепла, поскольку для низкотемпературной достаточно плотной плазмы излучение может оказывать влияние только на перераспределение энергии в среде. При этом энергией излучения, плотностью импульса излучения и тензором плотности потока импульса излучения можно пренебречь в уравнениях радиационной магнитной газодинамики в рассматриваемом нерелятивистском случае.

МГД модель течения ионизирующегося газа основана на уравнениях переноса трехкомпонентной среды, состоящей из атомов, ионов и электронов, а также на уравнении диффузии магнитного поля, которое следует из уравнений Максвелла и закона Ома $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{1}{c} [\mathbf{V}, \mathbf{H}]$ при условии пренебрежения инерцией электронов и током смещения. Процесс ионизации исследуется для водорода, часто используемого в экспериментах. Массы атомов и ионов равны $m_a = m_i = m$. Согласно экспериментальным данным, на фронте ионизации температура возрастает до уровня $1 \div 3$ эВ. Концентрация газа, поступающего в канал, предполагается достаточно высокой $n = 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для таких параметров можно считать, что среда является квазинейтральной $n_i = n_e$, а скорости компонент среды равны между собой $\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_e = \mathbf{V}_a = \mathbf{V}$. Эксперименты и оценки показывают также, что можно ограничиться случаем однотемпературной смеси. В результате преобразований исходных уравнений с учетом указанных предположений получим следующую модифицированную систему МГД-уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad \rho \frac{d \mathbf{V}}{d t} + \nabla P = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}, \quad \frac{d}{d t} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{V}) + P \text{div} \mathbf{V} = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - \text{div} \mathbf{q} - \text{div} \mathbf{W}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{H}) - c \text{rot} \frac{\mathbf{j}}{\sigma}, \quad \mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{H},$$

$$P = P_a + P_i + P_e = (1 + \alpha)(c_p - c_v) \rho T, \quad \varepsilon = (1 + \alpha) c_v T + \varepsilon_I,$$

$$k_B / m = R = c_p - c_v = c_v (\gamma - 1), \quad \alpha = n_e / (n_a + n_i), \quad \mathbf{q} = -\kappa_{e \rightarrow a} \nabla T.$$

Здесь $\rho = m(n_a + n_i)$ – плотность тяжелых частиц, P – суммарное давление, α – степень ионизации, \mathbf{q} – тепловой поток, $\kappa_{e \rightarrow a}$ – электрон-атомарная теплопроводность, \mathbf{W} – поток энергии излучения. В понятие внутренней энергии на единицу массы ε включается дополнительное

слагаемое $\varepsilon_I = \zeta \alpha I / m_i$, ответственное за потери энергии на ионизацию, где I – энергия ионизации атома. В уравнении для внутренней энергии в системе (1) джоулев нагрев $Q_{ei} = \mathbf{j}^2 / \sigma$ существенно превосходит тепло, выделяемое при трении с остальными компонентами.

Электропроводность среды в уравнениях равна $\sigma = e^2 n_e / m_e \nu_e$, где средняя частота столкновений электрона с другими частицами ν_e складывается из частот столкновений с атомами и ионами: $\nu_e = \nu_{ea} + \nu_{ei}$, $\nu_{ea} = n_a \langle V_e \rangle S_{ea}$, $\nu_{ei} = n_i \langle V_e \rangle S_{ei}$. Здесь S_{ea} , S_{ei} – эффективные сечения столкновений. Основные механизмы теплопередачи зависят от состояния среды. При больших степенях ионизации заметную роль в суммарном теплопереносе играет классическая электронная теплопроводность поперек магнитного поля. При малых степенях ионизации определенный вклад вносит атомарная теплопроводность.

В предположении ЛТР концентрации всех трех компонент среды и электронной температуры связаны уравнением Саха

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = K_1(T) = \frac{2 \Sigma_i}{\Sigma_a} \left(\frac{m_e k_B T}{2 \pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(- \frac{I}{k_B T} \right), \quad (2)$$

где Σ_a и Σ_i – статистические суммы атома и иона. Величина K_1 называется константой ионизационного состояния. Уравнение ионизационного равновесия (2) по существу означает, что в любом локальном объеме достаточно плотной плазмы с известными значениями температуры и плотности происходят два взаимно обратных процесса. Прямой процесс ионизации атома из основного состояния в результате электронного удара уравновешен обратным процессом рекомбинации при столкновении иона с электронами $A + e \leftrightarrow A^+ + e + e$. В трехкомпонентной плазме при условии квазинейтральности уравнение Саха определяет состав плазмы. Учитывая, что $n_e = n_i = \alpha n$ и $n_a = n - n_i = (1 - \alpha) n$, где $n = n_a + n_i$, для степени ионизации из уравнения (2) получим соотношение

$$\alpha = -K_1(T) / 2n + \sqrt{(K_1(T) / 2n)^2 + K_1(T) / n}. \quad (3)$$

Численное решение задачи с уравнениями (1) и (3) осуществляется в безразмерных переменных. В качестве единиц измерения выберем длину канала L , характерную концентрацию или плотность газа на входе в канал ускорителя n_o ($\rho_o = m n_o$) и температуру T_o . Характерная величина азимутального магнитного поля на входе в канал H_o определяется разрядным током в системе J_p так, что $H_o = 2J_p / c R_o$, где R_o – характерный радиус канала. С помощью этих величин формируются единицы: давления $P_o = H_o^2 / 4\pi$, скорости $V_o = H_o / \sqrt{4\pi \rho_o}$, времени $t_o = L / V_o$, электрического поля $E_o = H_o V_o / c$, тока в плазме $j_o = c H_o / 4\pi L$.

В безразмерных переменных система МГД-уравнений содержит такие безразмерные параметры, как отношение характерного газового давления к магнитному $\beta = 8\pi P_0 / H_0^2$ ($P_0 = k_B n_0 T_0$), параметр $T^* = I / k_B T_0$ и магнитную вязкость $\nu_m = 1 / \text{Re}_m = c^2 / 4\pi L V_0 \sigma$, которая обратно пропорциональна магнитному числу Рейнольдса Re_m . При этом магнитная вязкость содержит величины σ_{10} и σ_{20} , которые выражаются через исходные размерные параметры и физические константы:

$$\nu_m = \frac{1}{\text{Re}_m} = \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2}, \quad \sigma_1 = \frac{\alpha \sigma_{10}}{(1-\alpha)\sqrt{T}}, \quad \sigma_2 = \sigma_{20} T^{3/2}.$$

Существуют различные формы записи уравнений магнитной газодинамики, в том числе консервативная или дивергентная форма, которая в наибольшей степени соответствует законам сохранения. Система (1) с точностью до характеристик излучения \mathbf{W} и U отвечает наиболее часто встречающейся форме представления МГД-уравнений. В данном случае вместо уравнения переноса полной энергии, включая кинетическую и магнитную составляющие, используется уравнение для внутренней энергии, соответственно температуры, которое легко получить с учетом закона сохранения электромагнитной энергии, являющегося следствием уравнений Максвелла. Для данного класса задач полная энергия, ее кинетическая и магнитная составляющие существенно больше тепловой составляющей. Вычисление тепловой энергии на основе разности больших величин может привести в численных моделях к отрицательным значениям температуры. Этим объясняется использование уравнения для внутренней энергии. Однако это уравнение содержит неконсервативное слагаемое $P \text{div } \mathbf{V}$. Поэтому вместо уравнения для внутренней энергии в численной модели используется эквивалентное уравнение для энтропии или пропорциональной ей функции $S = \ln \frac{P}{\rho^\gamma}$, так что соответствующее уравнение имеет дивергентный вид.

Соответственно, давление и температура вычисляются с помощью соотношений $P = \rho^\gamma e^S$, $T = 2 \rho^{\gamma-1} e^S / \beta (1 + \alpha)$.

Следует заметить, что на уравнение энергии или энтропии не ложится существенная нагрузка в определении динамики потоков плазмы, поскольку роль градиента давления ∇P в уравнении переноса импульса весьма незначительна в исследуемых сильноточных разрядах, для которых $\beta \ll 1$. В то же время температура, точнее температура электронной компоненты, участвует в определении степени ионизации. Уравнение для внутренней энергии в (1) является следствием трех уравнений переноса энергии для компонент среды, в которых основная часть энергии, выделяемой в результате трения между электронами и ионами, представлена в качестве отдельного слагаемого \mathbf{j}^2 / σ в

уравнении для электронной температуры. Поэтому итоговое уравнение для внутренней энергии, по сути, определяет электронную температуру, необходимую для вычисления степени ионизации.

Постановка задачи включает граничные условия на электродах, входе и выходе из канала ускорителя. Предполагаем, что на входе в канал ($z=0$) плазма подается с известными значениями плотности и температуры $\rho(r) = f_1(r)$, $T(r) = f_2(r)$. Если не рассматривать дополнительное уравнение электрической цепи и считать, что ток поддерживается постоянным и поступает в систему только через электроды, то при $z=0$ имеем $j_z = 0$ или $r H_\varphi = r_0 = \text{const}$ ($r_0 = R_0 / L$). Дозвуковая подача плазмы осуществляется вдоль определенного направления, например, вдоль координатных линий. Тип уравнений определяет число граничных условий. Оно равно числу характеристик, входящих внутрь области, для гиперболической системы. При наличии конечной проводимости и параболической части системы МГД-уравнений необходимы условия для магнитного поля на всех границах.

Граничные условия на электродах $r = r_a(z)$ и $r = r_k(z)$, образующих стенки канала, отвечают эквипотенциальности электродов ($E_r = 0$) и непроницаемости их поверхности ($V_n = 0$).

На выходе для исследуемых трансзвуковых потоков предполагается свободное вытекание плазмы. В средней части канала происходит переход скорости потока через скорость быстрой магнитозвуковой волны или скорость сигнала C_s [6] в отсутствие продольного магнитного поля, т.е. при наличии единственной азимутальной компоненты поля,

$$C_s = \sqrt{C_g^2 + C_A^2}, \quad C_g^2 = \gamma P / \rho, \quad C_A^2 = H^2 / \rho. \quad (4)$$

На оси системы при изучении компрессионных течений ставятся условия осевой симметрии: $H_\varphi = 0$, $V_r = 0$. Приведенные граничные условия являются традиционными для численных моделей динамики потоков.

О численном решении МГД задачи

Численное интегрирование уравнений (1) ведется в области переменных (z, r) , соответствующей форме канала, изображенной на рис. 1.

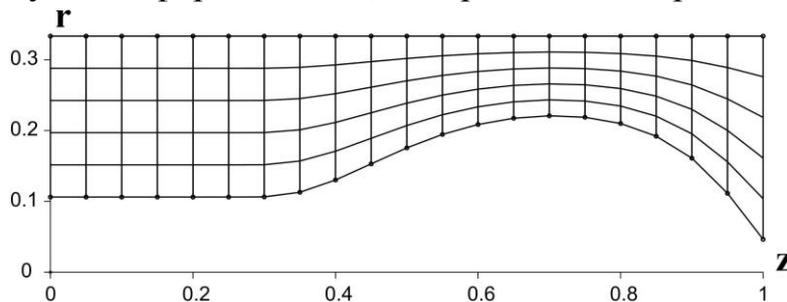


Рис. 1. Расчетная область и элементы расчетной сетки в плоскости (r, z)

Алгоритм численного решения включает отображение расчетной области на единичный квадрат в плоскости (y, z) с помощью соотношения

$$r = (1 - y) r_{\kappa}(z) + y r_a(z) . \quad (5)$$

Переход к новым координатам сводится к соответствующей замене производных в системе уравнений (1), которые переписываются в дивергентном виде для координат (y, z) .

Методам численного решения задач, постановка которых основана на дифференциальных уравнениях в частных производных, в том числе МГД уравнениях, посвящен ряд монографий, учебных пособий и оригинальных работ (см., например, [7,19,35-54]).

Данная численная модель двумерных осесимметричных течений ионизирующегося газа и плазмы предполагает расщепление по координатным направлениям и физическим факторам, учитывая смешанный тип МГД-уравнений. Для расчета гиперболической части МГД-уравнений используется разностная схема с коррекцией потоков (см., например, [55]). Магнитная вязкость и теплопроводность учитываются с помощью метода потоковой прогонки [56]. Квазистационарные течения рассчитываются методом установления. Контроль качества численной модели осуществлялся, в частности, с помощью расчетов на сетках с разными пространственными шагами по указанным направлениям.

Постановка задачи о переносе излучения

Исходные уравнения (1) содержат плотность энергии излучения U и плотность потока энергии излучения \mathbf{W} , которые определяются через интенсивность излучения $I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega)$ вдоль выбранного направления и для определенного участка спектра,

$$U(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega d\nu, \quad \mathbf{W}(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d\Omega d\nu. \quad (6)$$

В МГД уравнениях плотность энергии излучения U можно не учитывать, так как она мала по сравнению с тепловой или внутренней энергией среды ($U \ll \rho \varepsilon$). Однако поток энергии излучения $W \sim cU$ может играть существенную роль в перераспределении энергии.

Переход к безразмерным значениям потока энергии излучения \mathbf{W} осуществляется с помощью следующей единицы измерения: $W_0 = V_0 H_0^2 / 4\pi$.

Интенсивность излучения вычисляется с помощью уравнения переноса излучения, которое в общем случае имеет следующий вид:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega)}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega) = \eta_{\nu}(\mathbf{r}) - \kappa_{\nu}(\mathbf{r}) \cdot I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega), \quad (7)$$

где $I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega)$ – интенсивность излучения с частотой ν , распространяющегося в направлении телесного угла Ω , отвечает точке с координатой \mathbf{r} . Излучательная

способность $\eta_\nu(\mathbf{r})$ и коэффициент поглощения вещества $\kappa_\nu(\mathbf{r})$ являются известными функциями температуры и плотности вещества [18,19,24]. Уравнение (7) записано в предположении изотропии рассеяния. Как правило, скорость распространения излучения существенно выше характерных скоростей плазмодинамических процессов. В этом случае поле излучения мгновенно подстраивается под распределение параметров потока, и можно ограничиться решением стационарного уравнения переноса излучения

$$\Omega \cdot \nabla I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) = \eta_\nu(\mathbf{r}) - \kappa_\nu(\mathbf{r}) \cdot I_\nu(\mathbf{r}, \Omega). \quad (8)$$

В работе использованы различные типы граничных условий для уравнения переноса излучения. Наиболее простое граничное условие соответствует отсутствию падающего извне излучения. В некоторых случаях стенки ускорителя могут играть роль дополнительного источника излучения. Излучение стенок ускорителя можно учесть на основе данных о степени черноты металлов в зависимости от температуры [27].

Излучательная способность и коэффициент поглощения

Коэффициент поглощения κ_ν и излучательная способность η_ν зависят от состояния среды, ее плотности и температуры, а также спектрального параметра ν , связанного с энергией фотона $h\nu$. Для определения их значений необходимы, в частности, расчет спектра атома и вычисление населенностей состояний атомов. Процессы испускания и поглощения света, связанные с переходами электрона из одного энергетического состояния в другое, подразделяются на три составляющих:

а) связанно-связанные процессы (bound-bound):

$A_k + h\nu_{kj} \leftrightarrow A_j$ – абсорбция и эмиссия излучения,

$A_k + e \leftrightarrow A_j + \tilde{e}$ – возбуждение и гашение электронным ударом;

б) связанно-свободные процессы (bound-free):

$A_k + h\nu_k \leftrightarrow A^+ + e$ – фотоионизация и фоторекомбинация,

$A_k + e \leftrightarrow A^+ + \tilde{e} + \hat{e}$ – столкновительная ионизация и рекомбинация;

в) свободно-свободные процессы (free-free):

$A_k + e + h\nu_k \leftrightarrow A_k + \tilde{e}$ – тормозное излучение и обратное тормозное поглощение.

Здесь A_k – атом в k^{OM} возбужденном состоянии.

Соответственно, коэффициент поглощения и излучательная способность складываются из трех частей, отвечающих а) поглощению и излучению в линиях, б) фотоионизации и фоторекомбинации и в) рассеянию. Излучательная способность и коэффициент поглощения, исправленный на вынужденное излучение, определяются с помощью следующих соотношений [18,30,32,33]:

$$\begin{aligned}
\kappa_\nu &= n \sum_{\substack{k < j \\ k, j=1}}^{K-1} x_k \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{kj} \phi_{kj}(\nu) \left(1 - \frac{n_j g_k}{n_k g_j} \right) + n \sigma_K^{ff}(\nu) (1 - e^{-h\nu/k_B T}) + \\
&+ n \sum_{k=1}^{K-1} x_k \sigma_k^{PI}(\nu) \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e k_B T} \right)^{3/2} \frac{n_i g_k}{n_{tot} x_k \Sigma_i} \exp\left(\frac{h\nu_k - h\nu}{k_B T} \right) \right), \\
\eta_\nu &= n \sum_{\substack{k > j \\ j, k=1}}^{K-1} x_k \frac{g_j \pi e^2}{g_k m_e c} f_{jk} \phi_{jk}(\nu) \frac{h\nu^3}{\pi c^2} + n \frac{h\nu^3}{\pi c^2} \sigma_K^{ff}(\nu) e^{-h\nu/k_B T} + \\
&+ \sum_{k=1}^{K-1} n_i n_e \frac{(h\nu)^3}{4 \hbar^2 \pi^2 c^2} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e k_B T} \right)^{3/2} \sigma_k^{PI}(\nu) \frac{g_k}{\Sigma_i} \exp\left(\frac{h\nu_k - h\nu}{k_B T} \right), \quad (9)
\end{aligned}$$

где ν – частота фотона, x_k – относительная концентрация k -го состояния атома, g_k – статистический вес k -го состояния атома, f_{kj} – сила осцилляторов при переходе атома из k -го в j -е состояние, $\phi_{kj}(\nu)$ – профиль линии соответствующего связанно-связанного перехода, $\sigma_k^{PI}(\nu)$ – сечение фотоионизации из k -го состояния, $\sigma_K^{ff}(\nu)$ – сечение обратного тормозного поглощения [33]. Суммирование в формулах проводится по всем состояниям, за исключением состояния $k=K$, отвечающего ионам с концентрацией n_i . Излучательная способность (9) отвечает количеству энергии частоты ν , самопроизвольно или спонтанно излучаемой в 1 см^3 вещества в 1 сек в единичном интервале частот.

Профиль линии, учитывающий разные по природе механизмы уширения, определяется по формуле Фойгта:

$$\phi_{kj}(\nu) = \frac{\gamma_e}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^2} ds}{\left(\nu - \nu_{kj} - s D \right)^2 + (\gamma_e)^2}, \quad (10)$$

где $D = \nu_{kj} V_a / c$ – ширина Доплера, V_a – характерная скорость атома, γ_e – суммарная ширина, обусловленная взаимодействием атома с окружающими его ионами, электронами и излучением. Профиль линии Фойгта имеет вид колоколообразной кривой, характерная ширина которой соответствует времени жизни состояния. Взаимодействие с электронами является существенным фактором для характерных концентраций $n \sim 10^{14} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуры $T \sim 1 \text{ эВ}$. В этом случае для вычисления величины γ_e можно ограничиться уширением электронным ударом, используя следующую формулу [32,33]:

$$\gamma_e = \frac{32}{3} \frac{\hbar^2 n_e}{m_e^2 \langle V_e \rangle} \ln \left(\frac{R_D}{R_W} + 0.215 \right) I(k, j),$$

где $R_D = \sqrt{k_B T / (4 \pi e^2 n_e)}$ – радиус Дебая, $R_W = a_0 \sqrt{2/3} \sqrt{I(k, j) e^2 / (\hbar \langle V_e \rangle)}$ – радиус Вайскопфа, $I(k, j) = 0.5(k^4 + j^4)$, $\langle V_e \rangle$ – средняя скорость электронов, a_0 – радиус Бора. Эффективная методика вычисления профиля Фойгта изложена в [31].

Расчет сечений связанно-свободных и свободно-свободных процессов осуществляется в приближении Крамерса:

$$\sigma_k^{PI}(\nu) = \frac{38 \pi k e^2 a_0^2}{3 \sqrt{3} \hbar c} \left(\frac{E_k}{h\nu} \right)^3, \quad \sigma_K^{ff}(\nu) = \frac{16 \pi^3}{3 \sqrt{3}} \frac{n_e e^6}{4 \pi^2 h c m_e^2 \nu^3 \langle V_e \rangle},$$

где E_k – энергия ионизации, k – номер уровня, с которого происходит ионизация. Энергетический спектр атома водорода определяется по формуле: $E_k = -Z^2 e^2 / (2 a_0 k^2)$.

Силы осцилляторов f_{kj} для связанно-связанных переходов вычисляются с помощью известных квантово механических соотношений [33].

В условиях локального термодинамического равновесия населенности состояний связаны уравнением Саха (2) и формулой Больцмана:

$$x_k = \frac{n_a g_k}{n \sum_a} \exp(-(E_k - E_1) / k_B T), \quad (11)$$

где g_k – статистические веса.

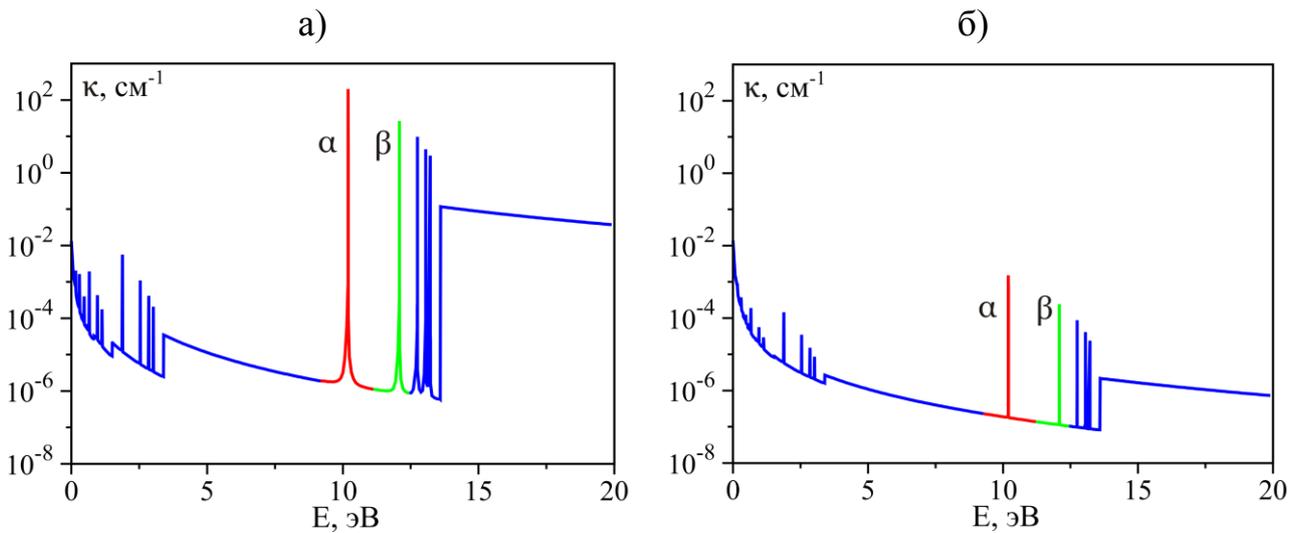


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от энергии излучения для концентрации $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температуры: а) $T = 1 \text{ эВ}$, б) $T = 5 \text{ эВ}$. α - и β -линии Лаймана выделены красным и зеленым цветом

На рис. 2 и 3 представлены зависимости соответственно коэффициента поглощения и излучательной способности водородной плазмы для разных параметров среды. Излучательная способность, отвечающая единичному интервалу частот (9), на рис. 3 отнесена к единичному интервалу энергии фотонов в 1 эВ. На рисунках разным цветом отмечены α - и β -линии серии Лаймана. Ранее было показано, что эти линии переносят значительную долю энергии линейчатого спектра, поэтому профили этих линий описываются более детально, чем профили остальных линий. Для детального описания этих спектральных линий использовался профиль Фойгта (10). При этом на ширину линии приходилось несколько спектральных групп, подробно описывающих форму ядра и крыльев линий. В то же время линии в остальной части спектра описывались в рамках одной группы. Весь спектр в расчетах разбивается более чем на 300 спектральных групп.

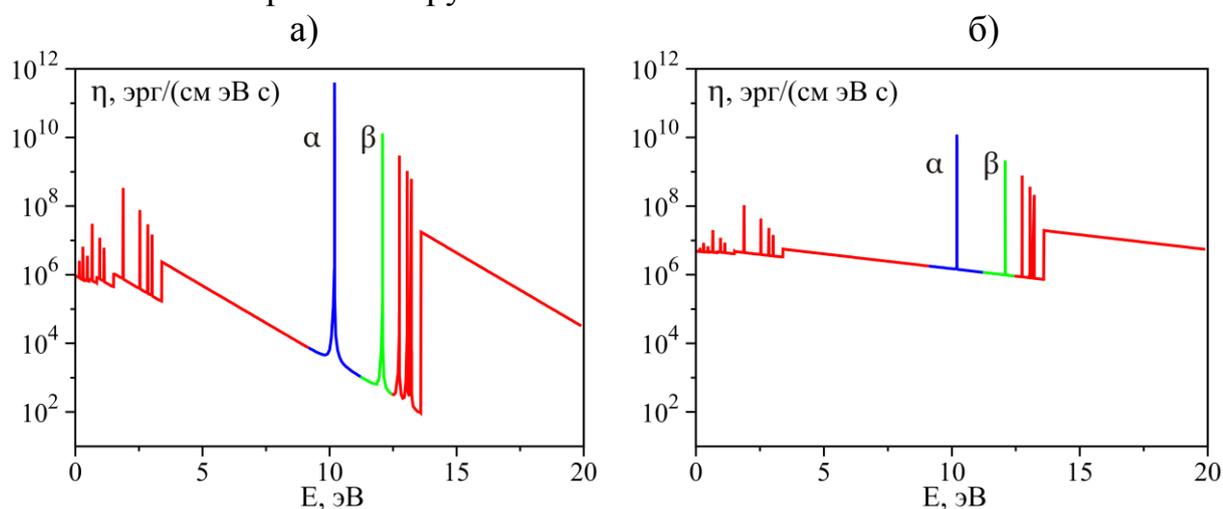


Рис. 3. Зависимость излучательной способности от энергии излучения для концентрации $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температуры: а) $T = 1 \text{ эВ}$, б) $T = 5 \text{ эВ}$. α - и β -линии Лаймана выделены синим и зеленым цветом

Коэффициенты поглощения и излучательной способности, представленные на рис. 2 и 3, рассчитаны в предположении равновесной заселенности уровней атома водорода (11) для концентрации среды $n = 1.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и двух значений температуры $T = 1 \text{ эВ}$ и $T = 5 \text{ эВ}$. Значения коэффициентов соответствуют трем группам процессов перехода электрона из одного энергетического состояния в другое, включая связанно-связанные процессы, отвечающие поглощению и излучению в линиях. В данных примерах коэффициент поглощения построен с учетом 6 уровней энергии. Видно, что каждый из рассмотренных процессов перехода электрона из одного энергетического состояния в другое вносит свой отдельный вклад в излучение и поглощение. Приведённые зависимости демонстрируют также, что с увеличением температуры коэффициент поглощения уменьшается, так как становится меньше количество поглотителей и увеличивается число возбуждённых атомов.

О численном решении уравнения переноса излучения

В соответствии с уравнениями (6) и (8) задачу о переносе излучения в потоках ионизирующегося газа и плазмы следует решать в трёхмерной постановке для нахождения поля излучения в канале плазменного ускорителя с осесимметричным течением. Сетка для 3D задачи о переносе излучения представлена на рис. 4 и получена поворотом исходной сетки (рис. 1) на 360 градусов вокруг оси канала с заданным шагом. В проведенных расчетах использованы разные шаги по азимутальному углу в цилиндрической системе координат. Расчеты, в том числе с шагом 3 и 6 градусов по азимуту, продемонстрировали сходимость решения. Для генерации сеток используют различные вычислительные коды, например, код Gmsh [57]. Разработанная 3D модель переноса излучения позволяет использовать пространственные ячейки сеток с любыми гранями, включая четырехугольные и треугольные.

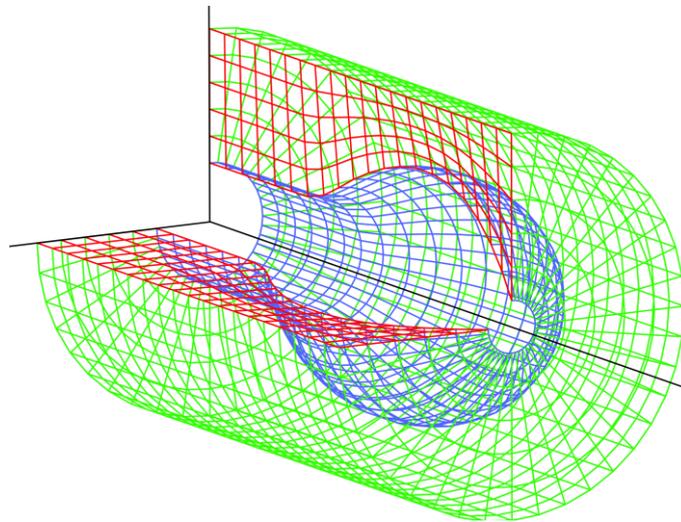


Рис. 4. Элементы пространственной расчётной сетки в 3D модели переноса излучения

Интенсивность излучения должна быть определена по разным направлениям для дальнейшего вычисления интегральных значений плотности и потока энергии излучения (6) в любом узле или ячейки трехмерной сетки. С этой целью строится дополнительная угловая сетка по азимутальному углу φ и полярному углу θ (см. рис. 5). Разбиение телесного угла $\Omega = 4\pi$ на элементы угловой сетки производится методом Карлсона [58], обеспечивающим равномерное распределение лучей по направлениям. Данный метод использован в ряде работ (см., например, [59,60]). В разработанной полноценной модели угловые сетки связаны со всеми узлами координатной сетки. Для каждого узла в расчетах, как правило, используется 440 лучей в полном телесном угле $\Omega = 4\pi$. Исходной точкой для луча может также служить центр ячейки или центр грани. В упрощенных моделях, не требующих высокой точности решения задачи о переносе излучения, угловые сетки могут быть привязаны лишь к отдельным узлам координатной сеткой.

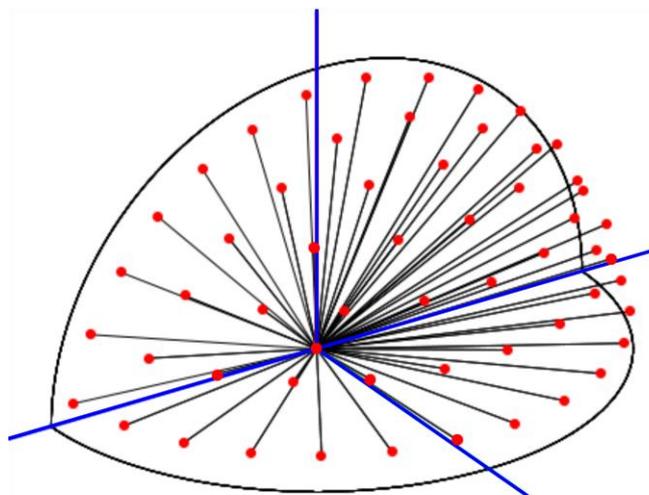


Рис. 5. Угловая сетка и направление лучей в телесном угле

В соответствии с методом длинных характеристик осуществляется трассировка луча для того, чтобы определить точки его пересечения с гранями ячеек трёхмерной сетки и место падения луча на одну из границ трёхмерной расчетной области. На рис. 6 схематично изображена трассировка луча (красная линия) на элементах расчётной сетки. Точки, выделенные синим цветом, отвечают пересечениям луча с гранями ячеек координатной сетки. Для трассировки использовался следующий алгоритм. Выбрав начальную точку трассировки \vec{r}_0 и направление луча $\vec{\Omega}$, осуществляем последовательные сдвиги в направлении луча $\vec{r}_{n+1} = \vec{r}_n + \varepsilon \cdot n \cdot \vec{\Omega}$, где ε – малая величина по сравнению с характерным размером ячеек и $\vec{r}_{n=1} = \vec{r}_0$. После каждого сдвига определяется индекс ячейки, которой принадлежит точка \vec{r}_{n+1} . Для данной ячейки проверяем условие пересечения луча с ее гранями. При наличии пересечения вычисляем индекс грани, пересекаемой лучом. Соответственно, находим индекс следующей ячейки, соседствующей на определенной грани с предшествующей ячейкой. Процесс последовательного сдвига вдоль выбранного луча повторяется вплоть до границы расчётной области, где процесс трассировки луча завершается. Если луч проходит через ребро ячейки и отдельная точка \vec{r}_{n+1}^* принадлежит ребру или совпадает с одним из узлов ячейки, то во избежание неопределенности и сбоя программы производится незначительное смещение луча от данной точки \vec{r}_{n+1}^* . Малое смещение проводится в направлении центра любой из прилежащих граней по аналогии с работой [61]. В процессе расчетов нестационарной МГД задачи с учетом переноса излучения и переходе на следующий временной шаг следует сохранять индексы ячеек, через которые проходят лучи заданной угловой сетки, длину пути внутри ячеек для каждого из лучей, а также дополнительно индексы граней и координаты точек пересечения лучей с гранями.

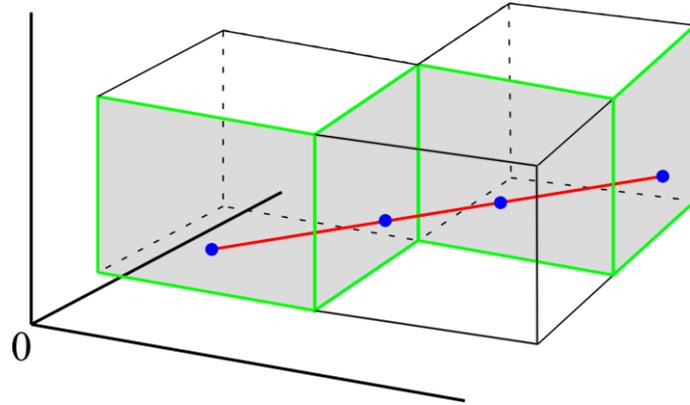


Рис. 6. Трассировка луча сквозь неравномерную 3D сетку

Уравнение переноса излучения (7) или (8), которое необходимо решать вдоль любого заданного луча и для соответствующей частоты или энергии фотона, содержит коэффициент поглощения κ_V и излучательную способность среды η_V . Эти коэффициенты зависят, в том числе, от температуры и плотности среды, которые меняются вдоль луча. В рамках упрощенного алгоритма можно считать, что в пределах отдельно взятой ячейки коэффициент поглощения и излучательная способность постоянны. Такой подход схематично иллюстрирует рис. 7а, на котором представлен плоский аналог кубической ячейки. В этом случае коэффициенты κ_V и η_V вычисляются по среднему значению плотности и температуры в центре ячейки. При этом информация о пересечении луча с гранями не используется. Если же коэффициенты κ_V и η_V определены в узлах сетки (рис. 7б) для соответствующих значений плотности и температуры, то информация о пересечении луча с гранями используется для интерполяции узловых значений κ_V и η_V в точки пересечения. Данный подход является более аккуратным, но требует больше расчётного времени.

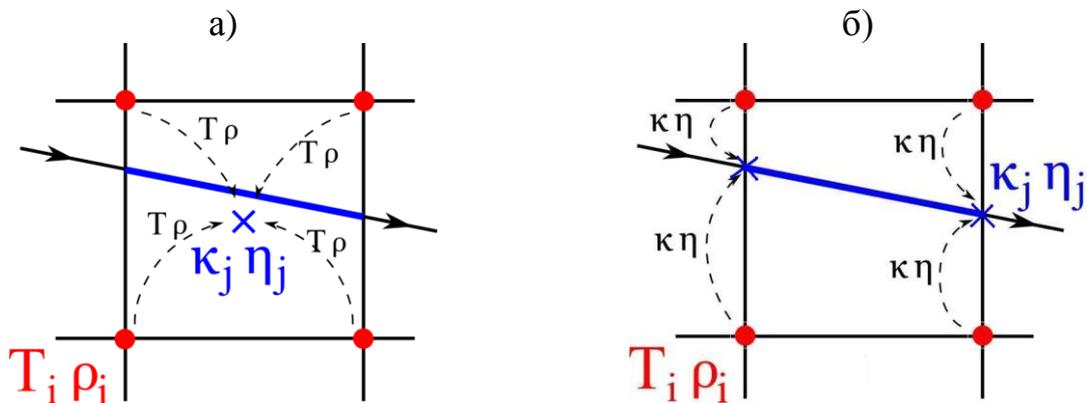


Рис. 7. Варианты интерполяции по значениям термодинамических переменных в узлах ячеек. Пунктирные линии показывают процедуру интерполяции и вычисления коэффициентов переноса излучения: а) в центре ячеек, б) в точках пересечения лучей с гранями ячеек

Один из немаловажных факторов в расчётах переноса излучения связан с необходимостью учета теневых областей. На рис. 8 схематично в проекции на плоскость $z = const$ представлено образование теневой области, заштрихованной на рисунке и возникающей в процессе трассировки расчётной области лучами (чёрные стрелки) для произвольно выбранной точки. Синяя стрелка демонстрирует ход отдельного луча через область канала для последующего анализа спектра в данном направлении и возможного в перспективе сопоставления с экспериментальными данными, которые могут быть получены с помощью спектрометра на установках КСПУ и МПК.

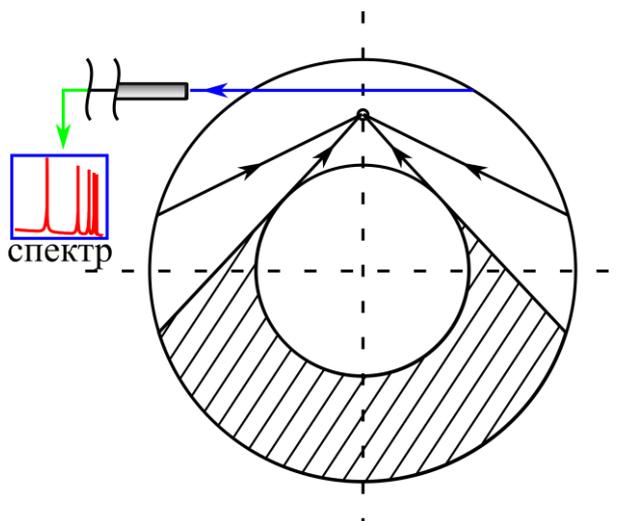


Рис. 8. Образование теневых областей в модели переноса излучения

Для решения уравнения переноса излучения можно воспользоваться методом характеристик [19], который позволяет в деталях учесть геометрию канала ускорителя. Рассмотрим перенос излучения внутри однородной среды. В этом случае коэффициент поглощения κ и излучательная способность η являются константами вдоль направления Ω на характеристической прямой s . Здесь и далее символ ν принадлежности соответствующему участку спектра не используется. Уравнение переноса излучения вдоль выбранного направления имеет вид

$$\frac{\partial I(s)}{\partial s} = \eta - \kappa I(s).$$

Зная интенсивность излучения I_0 на границе, найдем решение:

$$I(s) = I_0 \cdot e^{-\kappa(s-s_0)} + \frac{\eta}{\kappa} \left(1 - e^{-\kappa(s-s_0)} \right),$$

где s – координата вдоль характеристики.

Если характеристика последовательно проходит области с разными оптическими свойствами, то необходима сшивка решений на границе областей. В итоге получим решение на характеристике, проходящей через произвольное количество однородных областей с заданными коэффициентами поглощения κ_j и излучательными способностями η_j :

$$I_{0i}(s) = I_0 \cdot e^{-\tau_{0i}(s)} + \sum_{k=1}^{i-1} \frac{\eta_k}{\kappa_k} \left(1 - e^{-\tau_{kk}}\right) \cdot e^{-\tau_{k+1i}(s)} + \frac{\eta_i}{\kappa_i} \left(1 - e^{-\tau_{ii}(s)}\right). \quad (12)$$

Здесь $\tau_{ji}(s) = \sum_{k=j}^{i-1} \kappa_k \cdot \Delta s_k + \kappa_i \cdot (s - s_{i-1})$ – оптическая длина пути фотона вдоль

характеристики от границы до области с индексом i , а $\tau_{jj} = \kappa_j \Delta s_j$.

По-прежнему переменная s играет роль координаты вдоль луча. В данном соотношении каждое из слагаемых определяет вклад в интенсивность излучения, приходящего от границы и тех областей, через которые проходит характеристика. Формула (12) используется в расчетах как решение на характеристиках. В результате интенсивность вычисляется для каждого узла координатной сетки, для каждого луча угловой сетки и для всех участков спектра. Расчеты проведены при условии $I_0 = 0$ для лучей, идущих от стенок канала, несмотря на то что нагретые стенки могут служить дополнительным источником излучения. Для оценки влияния излучения, приходящего от стенок канала, были использованы данные работы [27] о степени черноты разных материалов, включая медь. Расчеты с учетом данного фактора показали, что даже в случае завышения температуры стенок излучение электродов не оказывает существенного влияния на интенсивность излучения внутри канала.

Поле излучения в потоке ионизирующегося газа

Прежде чем перейти к описанию результатов расчетов, следует обратить внимание на условия проведения физического эксперимента и, соответственно, параметры физической постановки задачи, а также параметры используемой численной модели. В экспериментах обеспечивается непрерывная подача газа на входе в ускоритель с определенным значением давления P_0 , которое по порядку величины равно $P_0 \approx 10 \text{ торр}$ в небольших установках и ускорителях первой ступени КСПУ, обеспечивающих ионизацию и предварительное ускорение плазмы [8-14]. К сожалению, отсутствует экспериментальная информация о характерной температуре T_0 поступающего газа. Представленные далее результаты численного исследования переноса излучения показали, что излучение в определенном диапазоне частот, идущее от формирующегося фронта ионизации, может глубоко проникать в объем поступающего газа. Поэтому его температура может отличаться от комнатной температуры, и существует определенный произвол в задании параметра T_0 . В то же время задание концентрации газа n_0 на входе в канал должно соответствовать здесь характерному значению давления газа $P_0 = k_B n_0 T_0$.

Следует заметить, что плазменные ускорители изначально создавались в качестве генераторов плазмы с большим энергосодержанием для инъекции в термоядерные системы. Изменение тока в системе J_p в результате разряда

мощной конденсаторной батареи определяется соответствующей осциллограммой тока. Предшествующие исследования показали, что плазмодинамические процессы не оказывают существенного влияния на протекание тока в электрической цепи. В то же время параметры потока меняются в процессе разряда в зависимости от значений разрядного тока в электрической цепи. Характерное время $t_o = L/V_o$ соответствует времени пролета частиц в канале ускорителя. Это пролетное время много меньше длительности разряда конденсаторной батареи в плазменных ускорителях, которое составляет в данном случае более сотни микросекунд и может достигать до миллисекунд. Поэтому исследование фундаментальных свойств потоков и выявление основных закономерностей течений ионизирующегося газа и плазмы основано, как правило, на постановке задачи с заданным фиксированным значением разрядного тока без учета процессов в электрической цепи. При этом характерное время расчета МГД задачи методом установления с выходом на стационарное или квазистационарное решение соответствует величине t_o или в безразмерных переменных $t=1$. Это время установления также много меньше длительности разряда. Соответственно в представленных далее расчетах мы полагаем, что $J_p = const$. К тому же существуют установки с аналогичным принципом действия, в которых ток в электрической цепи может поддерживаться и иметь постоянное значение на протяжении длительного промежутка времени, измеряемого часами.

В численной модели ряд параметров определяет пространственную сетку для расчета двумерных осесимметричных течений, а также задает 3D сетку для решения задачи переноса излучения. При численном интегрировании системы (1) осуществляется отображение исходной криволинейной области на единичный квадрат с помощью соотношения (5). Основная часть расчетов течений ионизирующегося газа, в том числе представленный далее вариант, была проведена на сетке (51x101), равномерной соответственно по направлениям y и z . Для расчета гиперболической части системы МГД уравнений используется явный метод, и шаг по времени ограничен условием Куранта. Большая часть расчетов 3D задачи о переносе излучения выполнена для трехмерной сетки (рис. 4), генерация которой осуществлялась поворотом исходной сетки (рис. 1) на азимутальный угол с шагом 6 градусов.

На рис. 9 и 10 представлен вариант расчета квазистационарного течения ионизирующегося газа для следующих исходных параметров задачи $n_o = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_o = 750 \text{ }^\circ\text{K}$, $J_p = 50 \text{ kA}$, $L = 10 \text{ см}$, которым соответствуют безразмерные параметры: $\beta = 0.12$, $r_o = 0.33$ ($r_o = R_o / L$), $\sigma_{10} = 553.89$ и $\sigma_{20} = 0.03$. На входе в канале плазма подается с заданным распределением плотности и температуры, в данном случае $\rho(r)=1$, $T(r)=1$ при $z=0$. Распределению температуры на рис. 9 соответствует цветная картинка, на фоне которой изображены линии уровня функции $r H_\varphi = const$, отвечающие

электрическому току. На входе имеем $r H_\varphi = r_0$. Направление стрелок для электрического тока на рисунке соответствует выбранной полярности электродов. При этом считаем, что внешний электрод является анодом. На цветном рисунке 10 изображено распределение плотности в канале, а векторами показано поле скоростей.

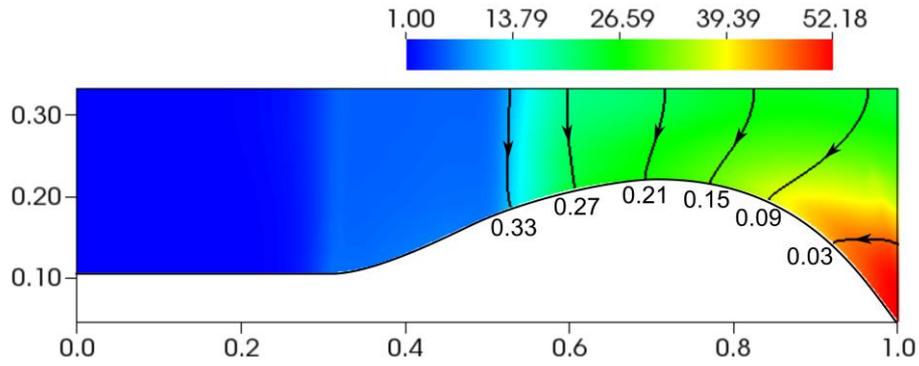


Рис. 9. Распределение температуры и электрический ток (линии уровня функции $r H_\varphi = const$) в потоке ионизирующего газа

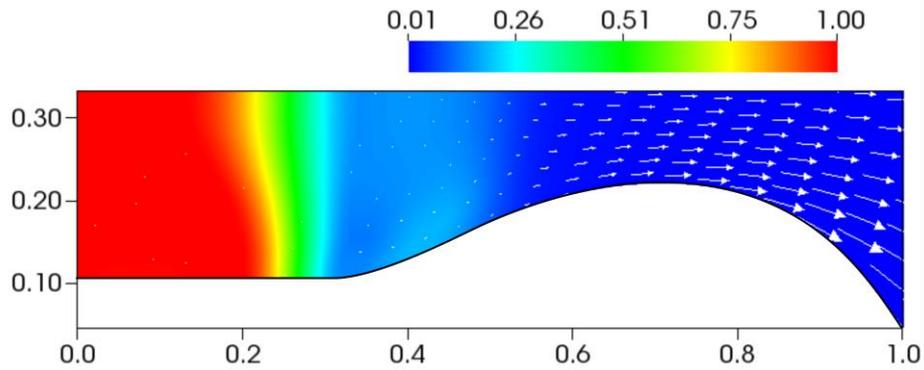


Рис. 10. Распределение плотности и векторное поле скоростей V в потоке ионизирующего газа

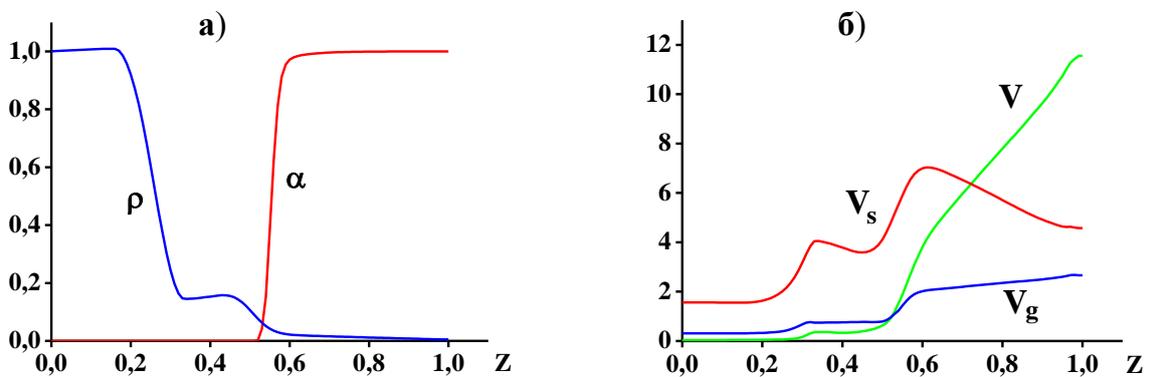


Рис. 11. Распределение переменных вдоль средней координатной линии:

а) плотность ρ и степень ионизации α ; б) скорость потока V , газодинамическая скорость звука V_g и скорость сигнала V_s

На рис. 11 представлены соответствующие одномерные графики зависимости плотности, степени ионизации и скорости потока, газодинамической скорости звука и скорости сигнала (4) вдоль средней координатной линии $y = 0.5$ с учетом (5). Здесь единица скорости равна $V_0 = 1.03 \cdot 10^6$ см / с для указанных выше исходных параметров.

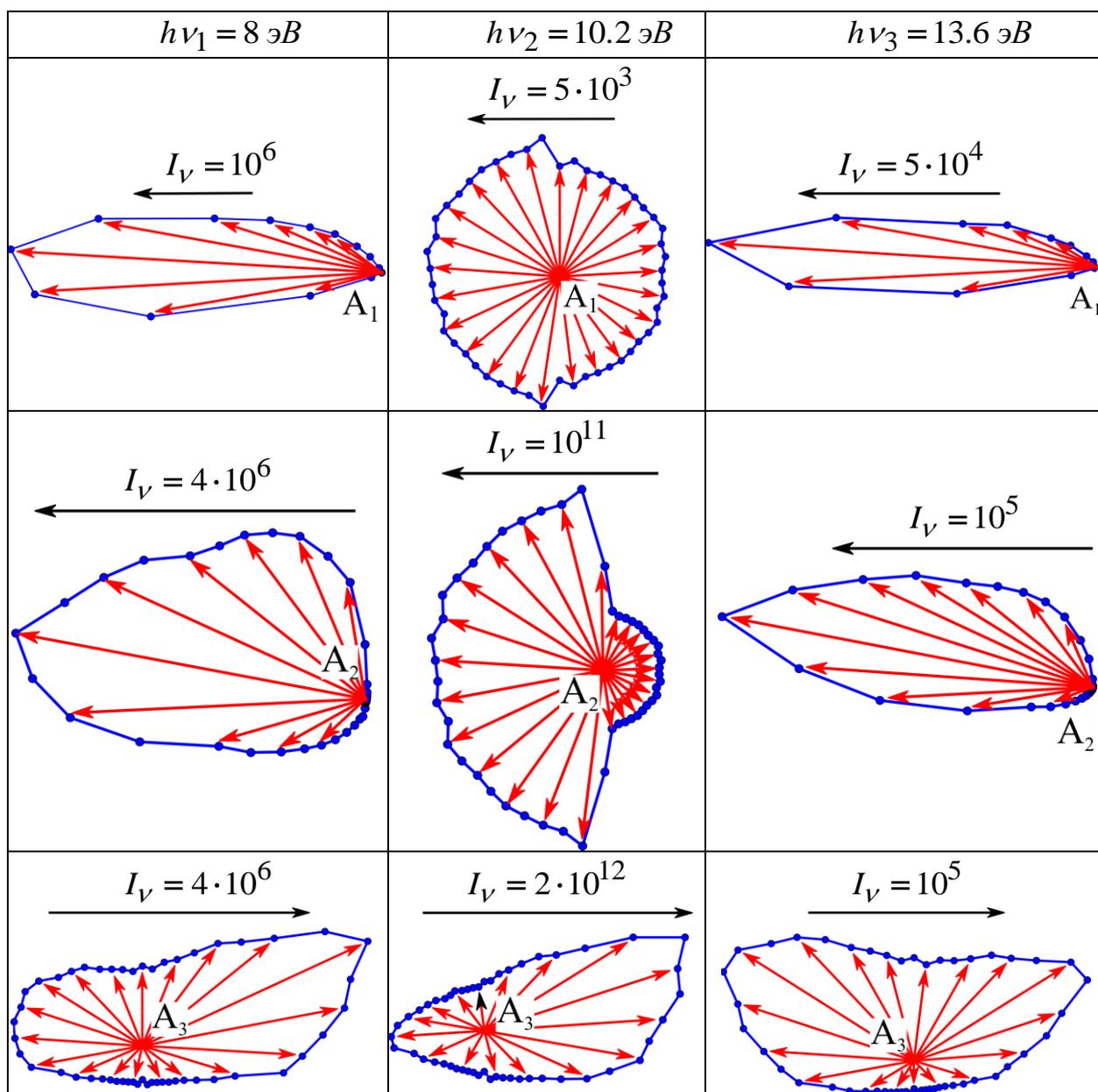
Видно, что в сужающейся части канала формируется фронт ионизации, в окрестности которого происходит резкое увеличение степени ионизации и температуры, а также наблюдается переход скорости потока через газодинамическую скорость звука. За фронтом благодаря силе Ампера происходит резкое ускорение плазмы, сопровождающееся ее разрежением. Ток в основном протекает в объеме ионизированной среды. В процессе ускорения происходит переход скорости потока через скорость сигнала [6]. В соответствие с теорией этот переход наблюдается в наиболее узкой части канала (см. рис. 11б). Рис. 9 и 10 показывают также, что процессы в основном происходят в продольном направлении. Это подтверждает применимость ранее использованной МГД модели в рамках квазиодномерного приближения.

Параметры плазмы на выходе из ускорителя естественно зависят от параметров газа, подаваемого на входе в канал, и разрядного тока в системе. С увеличением разрядного тока, а также при уменьшении концентрации газа на входе и соответствующем уменьшении расхода рабочего вещества, возрастает доля энергии, идущая на нагрев и ускорение плазмы, что приводит к увеличению температуры и скорости плазмы на выходе.

Решение задачи о переносе излучения позволяет получить более полное представление о динамике потоков излучающей среды, характере распространения излучения, отвечающего той или иной части спектра. Кроме того, решение этой задачи открывает новые перспективы для проведения комплексных исследований и сопоставления с экспериментальными данными одновременно по локальным макроскопическим параметрам потоков и спектральным характеристикам излучения (см., например, [62]).

Энергии излучения U и плотности потока энергии излучения \mathbf{W} отвечают интегральные значения интенсивности излучения $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega)$. Интегралы в соотношениях (6) берутся по телесному углу и по спектру. Поэтому естественно сначала изучить особенности в распределении интенсивности излучения по разным направлениям для отдельных участков спектра. С этой целью в таблице 1 представлены характерные диаграммы направленности излучения в плоскости сечения канала (r, z) для трёх точек, отмеченных на рис. 12. Точка A_1 расположена вдали от фронта ионизации в поступающем потоке слабо ионизованного газа. В данную область может проникнуть излучение, идущее от фронта, в определенном диапазоне частот с длиной свободного пробега фотона, соизмеримой с характерными размерами канала. Точки A_2 и A_3 расположены в окрестности фронта соответственно слева и справа от него.

Диаграммы направленности излучения



Диаграммы показывают интенсивность излучения в разных направлениях в трех точках A_1 , A_2 , A_3 и для трех участков спектра: $h\nu_1 = 8 \text{ эВ}$, $h\nu_2 = 10.2 \text{ эВ}$ и $h\nu_3 = 13.6 \text{ эВ}$. Масштаб векторов для каждой диаграммы в таблице 1 определен длиной характерного вектора, приведенного сверху диаграмм. Над всеми характерными векторами, изображенными черным цветом, указаны соответствующие значения интенсивности излучения I_ν , отнесенной к единичному интервалу энергии фотонов, выраженной в эВ. Размерность интенсивности для всех значений, приведенных в таблице, равна $[I_\nu] = \text{эрг} / (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{эВ})$.

Спектральная группа с энергией 10.2 эВ отвечает центру α -линии Лаймана. Группа с энергией 13.6 эВ соответствует участку спектра рекомбинационного излучения. Результаты демонстрируют, в частности, зависимость проникающей способности излучения от величины коэффициента поглощения для разных спектральных групп. Спектральный коэффициент поглощения κ_ν обратно пропорционален длине свободного пробега фотона $l_\nu \sim 1/\kappa_\nu$. Фотоны, соответствующие рекомбинационной части спектра, имеют длину свободного пробега, намного превышающую размеры канала. Поэтому влияние излучения от фронта ионизации и других областей для энергии фотонов $h\nu_3 = 13.6$ эВ наблюдается во всех точка канала, кроме теневых областей. В то же время фотоны, отвечающие центрам линий, имеют ограниченную проникающую способность, и излучение, отвечающее линейчатой части спектра, в большей степени определяется локальными параметрами плазмы и более изотропно.

В соответствии с экспериментами наиболее яркое свечение наблюдается в окрестности фронта ионизации. Излучение, идущее от фронта, в основном определяет направленность излучения в различных точках канала в широком диапазоне энергии фотонов. Это хорошо видно на диаграммах, отвечающих трем рассмотренным точкам, для энергий $h\nu_1 = 8$ эВ и $h\nu_3 = 13.6$ эВ. Правда, для точки A_3 в среде с высокой степенью ионизации к излучению с энергией $h\nu_3 = 13.6$ эВ, идущему от фронта, добавляется значительный поток фотонов из приосевой области на выходе из канала (см. рис. 9), где среда является высоко нагретой и разреженной.

Для энергии $h\nu_2 = 10.2$ эВ, отвечающей α -линии Лаймана, длина свободного пробега фотонов является относительно малой величиной. Это вносит определенные коррективы в направленность линейчатого излучения (см. 2-й столбец в таблице 1). В точке A_1 , расположенной вдали от фронта ионизации в потоке слабо ионизованного газа, излучение практически изотропно. Однако в точках A_2 и A_3 , расположенных соответственно слева и справа от фронта в областях с относительно высокой степенью ионизации, значительный вклад вносит излучение в линиях, идущее от фронта. Значение интенсивности в точках A_2 и A_3 для энергии фотонов, отвечающей α -линии Лаймана, составляет $I_\nu = 10^{11} \div 10^{12}$ эрг / (см² · с · эВ) и существенно превышает значения интенсивности для других участков спектра.

На рис. 12 представлена цветная картина, отвечающая распределению плотности энергии излучения U , на фоне которой черными стрелками изображено векторное поле плотности потока энергии излучения \mathbf{W} в потоке ионизирующегося газа. Данное поле излучения соответствует распределениям плотности и температуры, изображенным на рис. 9 и 10. Расчёт переноса излучения проведён в условиях локального термодинамического равновесия,

когда населенности состояний связаны уравнением Саха (2) и формулой Больцмана (11). На рисунке дано распределение безразмерной величины \tilde{U} , которая связана с плотностью энергии излучения с помощью следующего соотношения $\tilde{U} = 10^4 \cdot c \cdot U / W_o$, где c – скорость света, а единица плотности потока энергии излучения равна $W_o = V_o H_o^2 / 4\pi = 5.43 \cdot 10^{11}$ эрг / см² сек для указанных выше исходных параметров n_o , T_o , J_p и L . Масштаб векторов \mathbf{W} определяется модулем вектора $W_* = 2 \cdot 10^{-4} \cdot W_o$, который указан на рисунке.

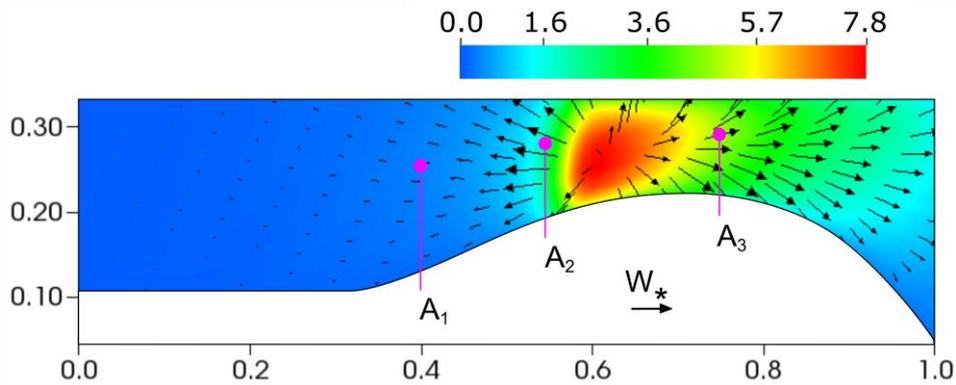


Рис. 12. Распределение плотность энергии излучения и векторное поле плотности потока энергии излучения в канале ускорителя

Хорошо видно, что в окрестности фронта ионизации расположена область с относительно высокими значениями плотности энергии излучения U . Этой области соответствует красный цвет на рис. 12. Поток энергии излучения \mathbf{W} направлен во все стороны от данной области, в том числе в направлении набегающего потока слабоионизованного газа, что, естественно, приводит к его предварительной ионизации непосредственно перед фронтом, а также в глубине объема поступающего газа.

Рис. 13 иллюстрирует соответствующие одномерные распределения плотности энергии излучения и плотности потока энергии излучения вдоль средней координатной линии $y = 0.5$ в сечении канала. Переход к координатам (y, z) задается уравнением (5). Связь между безразмерной величиной \tilde{U} на рис. 13а и плотностью энергии излучения U указана выше. Безразмерная величина на рис. 13б, отвечающая продольной компоненте плотности потока энергии излучения W_z , определяется следующим образом: $\tilde{W}_z = 10^4 \cdot W_z / W_o$. Представленные графики отвечают интегралам (6) для разных участков спектра. Черные кривые соответствуют интегралам по всему спектру, красные кривые – интегралам по узкому участку спектра для α -линии Лаймана, зелёные кривые – для β -линии Лаймана, синие кривые – интегралы по рекомбинационному спектру без учёта линейчатого спектра.

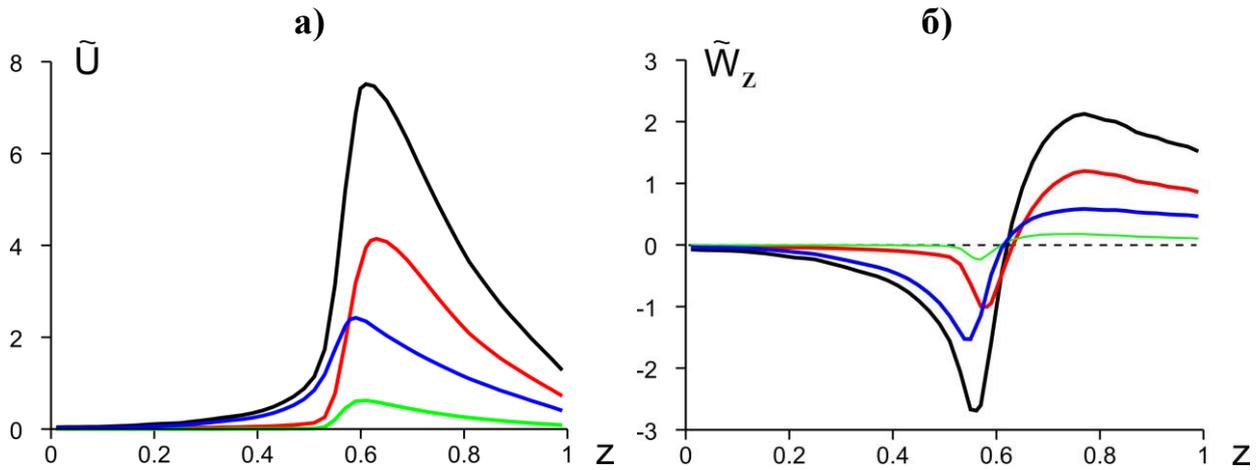


Рис. 13. Распределения а) плотности энергии излучения и б) продольной составляющей плотности потока энергии излучения вдоль средней координатной линии для всего спектра (черные кривые), α -линии Лаймана (красные кривые), β -линии Лаймана (зеленые кривые) и рекомбинационного спектра (синие кривые)

Приведенные зависимости отчетливо показывают, что излучение в линиях вносит существенный вклад в общее поле излучения в потоке ионизирующегося газа. Плотность энергии излучения U имеет максимальные значения в окрестности фронта ионизации. В то же время поток энергии излучения меняет свое направление при переходе через фронт ионизации, и его продольная компонента W_z имеет нулевое значение на самом фронте.

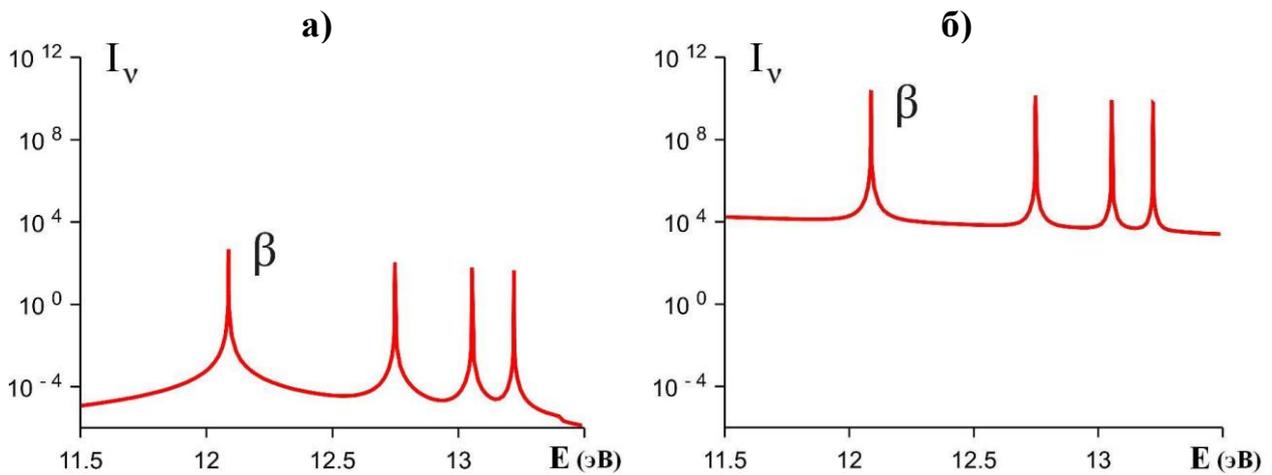


Рис. 14. Спектр бета-излучения в направлении радиальных лучей, проходящих через а) точку A_1 и б) точку A_2 (см. рис. 8 и 12)

Учитывая возможные в перспективе сопоставления с экспериментальными данными, включая спектроскопию потоков в канале плазменных ускорителей, на рис. 14 представлена спектральная интенсивность излучения I_ν [эрг / (см² · с · эВ)] в узком диапазоне частот или энергий фотона, указанном на рисунке и содержащем, например, β -линию Лаймана. В данном случае расчеты проведены для радиальных лучей, выходящих из объема плазмы в направлении детектора (см. рис. 8). Рис. 14а и 14б отвечают лучам, проходящим соответственно через точки A_1 и A_2 , изображенным на рис. 12. Полученные результаты могут способствовать проведению комплексных экспериментальных исследований, в том числе с использованием спектрометра на установках КСПУ и МПК.

Поле излучения в компрессионном потоке плазмы

Одной из модификаций КСПУ являются магнитоплазменные компрессоры (МПК), предназначенные для генерации компрессионных потоков [2,3,4-14], представляющих интерес для плазменных технологий. При этом форма внутреннего электрода в расширяющейся части канала представляет собой коническую поверхность. Это обеспечивает схождение потока на ось системы и формирование области с высокими значениями плотности и температуры за счет сжатия или компрессии плазмы.

Численным исследованиям компрессионных потоков посвящен ряд публикаций (см., например, [3,5,7,63]). В рамках одножидкостной модели ($\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i = \mathbf{V}$) постановка задачи включает классические МГД уравнения с учетом конечной проводимости среды и теплопроводности. Для полностью ионизованной плазмы ($\alpha=1$) в МГД уравнениях (1) имеем $P = P_i + P_e = 2 k_B n T$ и $\varepsilon = 2 c_\nu T$. Как и ранее, считаем, что $T_i \approx T_e = T$. Задача о переносе излучения (см., например, [18-20,24,27-33]) решена в рамках разработанной 3D модели. При этом вычисляется плотность потока энергии излучения \mathbf{W} , входящая в уравнение для внутренней энергии (1). Численная модель включает те же безразмерные параметры: $\beta = 8 \pi P_0 / H_0^2$ и магнитное число Рейнольдса $Re_m = \nu^{-1} = \sigma_0 T^{3/2}$, а также безразмерные значения теплопроводности и потока \mathbf{W} . В случае осесимметричного течения плазмы в канале и на выходе из ускорителя с азимутальным магнитным полем $\mathbf{H} = (0, 0, H_\varphi)$ в задаче участвуют две компоненты скорости $\mathbf{V} = (V_z, V_r, 0)$. Постановка включает традиционные граничные условия, рассмотренные выше. На оси системы при $r = 0$ имеем $V_r = 0$ и $H_\varphi = 0$.

На рис. 15 представлено установившееся компрессионное течение водородной плазмы при условии неравномерной подачи на входе: $\rho(z=0, r) = r_0^2 / r^2$, $T = \rho^{\gamma-1}$ при $z=0$ и для следующих характерных

параметров задачи: $n_o = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T_o = 2 \text{ эВ}$, $J_p = 300 \text{ кА}$, $L = 60 \text{ см}$, $R_o = 20 \text{ см}$, которые приводят к значениям $\sigma_o = 611$ и $\beta = 0.009$. На рис. 15а и 15б изображены цветные картины, отвечающие распределениям соответственно а) плотности $\rho(r, z)$ и б) температуры $T(r, z)$. В канале формируется трансзвуковое течение. На выходе образуется коническая ударная волна, в окрестности которой наблюдается характерный излом линий потока плазмы и скачкообразное изменение направления скорости. В окрестности оси наблюдается область сжатия или компрессии с относительно высокими значениями концентрации и температуры.

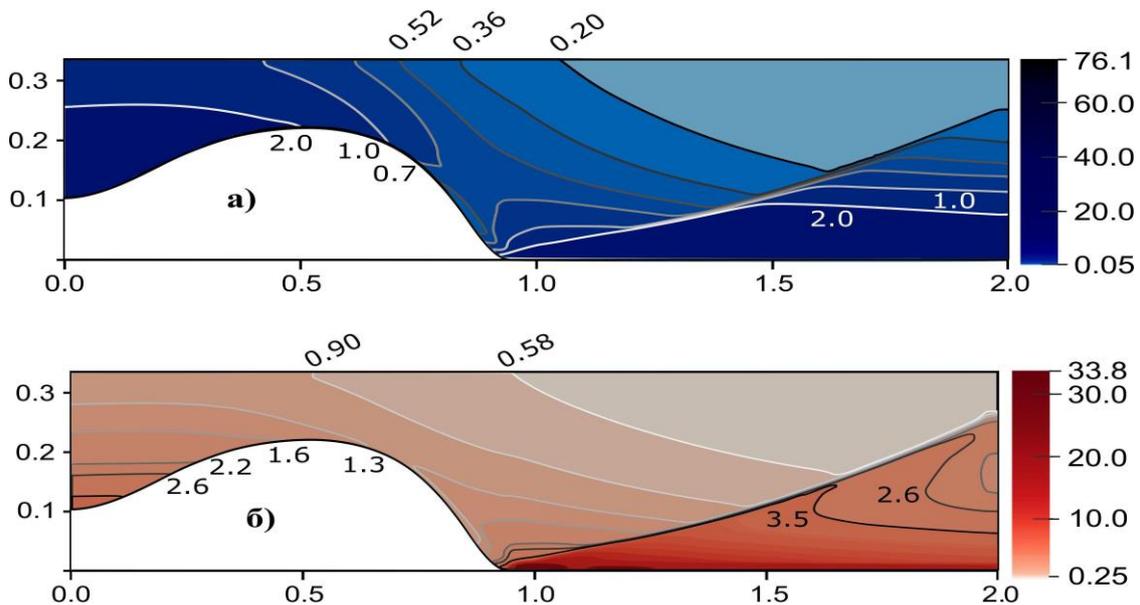


Рис. 15. Распределения а) плотности и б) температуры в компрессионном потоке плазмы

На рис. 16 представлена цветная картина, отвечающая распределению плотности энергии излучения U , на фоне которой черными стрелками изображено векторное поле плотности потока энергии излучения \mathbf{W} в компрессионном потоке плазмы. Поле излучения соответствует распределениям плотности и температуры, изображенным на рис. 15. Расчёт переноса излучения также проведён в условиях локального термодинамического равновесия с учетом соотношений (2) и (11). Безразмерная величина \tilde{U} , представленная на рисунке, связана с плотностью энергии излучения U аналогичным соотношением $\tilde{U} = 10^5 \cdot c \cdot U / W_o$, где единица плотности потока энергии излучения в данном случае равна $W_o = V_o H_o^2 / 4\pi = 1.14 \cdot 10^{13} \text{ эрг} / \text{см}^2 \text{ сек}$ для указанных выше исходных параметров n_o , T_o , J_p и L в рассматриваемом примере. Масштаб векторов \mathbf{W} определяется модулем вектора $W^* = 2 \cdot 10^{-5} \cdot W_o$, указанным на рис. 16.

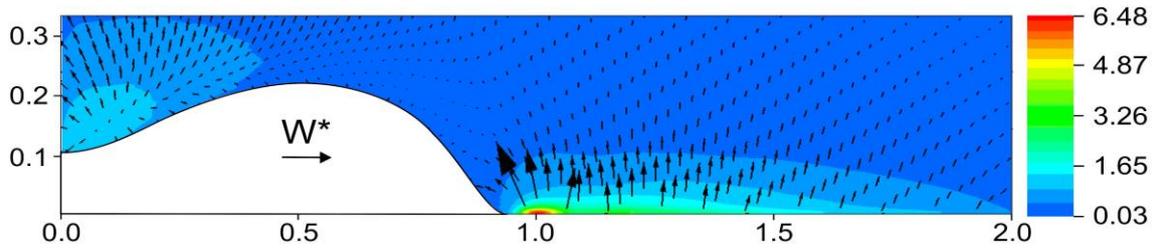


Рис. 16. Распределение плотности энергии излучения и векторное поле плотности потока энергии излучения в компрессионном потоке плазмы

Видно, что плотность энергии излучения U имеет относительно большие значения в области компрессии. Этим значениям отвечает красный цвет на рис. 16. Поток энергии излучения \mathbf{W} направлен во все стороны от области компрессии. Как и следовало ожидать, область компрессии является мощным источником излучения. Однако в рассматриваемом случае компрессионного течения плазмы основной вклад в общее поле излучения вносит рекомбинационный спектр. На рис. 17 представлены соответствующие одномерные распределения плотности энергии излучения и плотности потока энергии излучения вдоль координатной линии $y=0$, включая ось системы согласно соотношению (5). Связь между безразмерной величиной \tilde{U} на рис. 17а и плотностью энергии излучения U соответствует рис. 16 и указана выше. Безразмерная величина на рис. 17б, отвечающая продольной компоненте плотности потока энергии излучения W_z , определяется в данном случае соотношением $\tilde{W}_z = 10^5 \cdot W_z / W_0$. Представленные графики так же, как на рис. 13, отвечают интегралам (6) для разных участков спектра. Черные кривые соответствуют интегралам по всему спектру, красные кривые – узкому участку спектра для α -линии Лаймана, зелёные – для β -линии Лаймана, синие кривые – рекомбинационному спектру без учёта излучения в линиях.

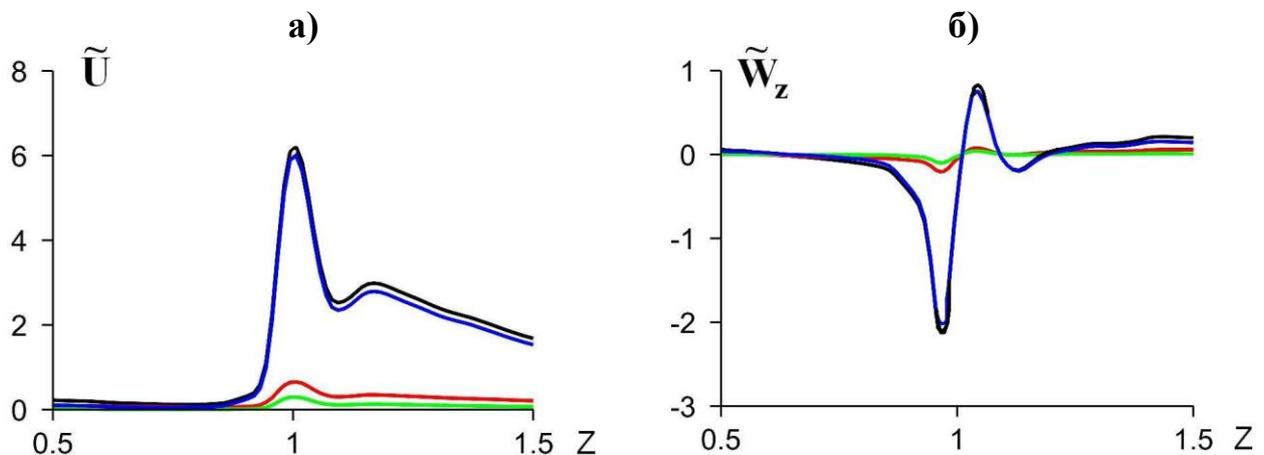


Рис. 17. Распределения а) плотности энергии излучения и б) продольной составляющей плотности потока энергии излучения вдоль координатной линии $y=0$ для разных участков спектра

Заключение

Исследование течений ионизирующегося газа и плазмы в канале плазменного ускорителя проведено на основе системы МГД-уравнений и уравнения переноса излучения. МГД модель осесимметричных течений ионизирующегося газа и плазмы учитывает основные механизмы электропроводности и теплопередачи, а трехмерная модель переноса излучения включает основные механизмы излучения и поглощения. Результаты численных исследований процесса ионизации и переноса излучения получены в приближении локального термодинамического равновесия. Определено спектральное поле и интегральные характеристики излучения в течениях ионизирующегося газа в канале и компрессионных потоках плазмы на выходе из ускорителя.

Библиографический список

1. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. // Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963, вып. 1. С. 183-272.
2. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат. 1974, вып. 8. С. 3-87.
3. Брушлинский К.В., Морозов А.И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. // Вопросы теории плазмы. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат. 1974, вып. 8. С. 88-163.
4. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 525 с.
5. Брушлинский К.В., Заборов А.М., Козлов А.Н., Морозов А.И., Савельев В.В. Численное моделирование течений плазмы в КСПУ. // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 147-157.
6. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2008. 613 с.
7. Брушлинский К.В. Математические и вычислительные задачи магнитной газодинамики. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2009. 200 с.
8. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Царенко А.В., Чеботарев В.В. Исследование локальной картины течения плазмы в двухступенчатом КСПУ. // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 168-175.
9. Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Landman I., Makhraj V.A., Neklyudov I.M., Solyakov D.G., Tsarenko A.V. Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat loads on divertor surfaces. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2007. V. 49. P. A231-A239.
10. Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашов В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В. Экспериментальное исследование квазистационарного плазменного ускорителя, питаемого от индуктивного и емкостного накопителей. // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 176-185.
11. Klimov N., Podkovyrov V., Zhitlukhin A., Kovalenko D., Bazylev B., Landman I., Pestchanyi S., Janeschitz G., Federici G., Merola M., Loarte A.,

- Linke J., Hirai T., Compan J. Experimental study of PFCs erosion under ITER-like transient loads at plasma gun facility QSPA. // *Journal of Nuclear Materials*. 2009. V. 390-391. P. 721-726.
12. Ананин С.И., Асташинский В.М., Баканович Г.И., Костюкевич Е.А., Кузмицкий А.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я., Морозов А.И. Исследование процессов формирования плазменных потоков в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ). // *Физика плазмы*. 1990. Т.16, № 2. С. 186-196.
 13. Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., Kvasov N.T., Danilyuk L.A. Materials surface modification using quasi-stationary plasma accelerators. // *J. Surface and Coating Technology*. 2004. V. 180-181. P. 392-395.
 14. Дьяконов Г.А., Тихонов В.Б. Экспериментальное исследование влияния геометрии ускорительного канала и внешнего магнитного поля на режимы течения плазмы в коаксиальном квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ) типа П-50А. // *Физика плазмы*. 1994. Т. 20, № 6. С. 533-540.
 15. Kozlov A.N. Basis of the quasi-steady plasma accelerator theory in the presence of a longitudinal magnetic field. // *J. Plasma Physics*. 2008. V.74, No.2. P.261-286.
 16. Козлов А.Н. Двухжидкостная магнитогидродинамическая модель течений плазмы в квазистационарном ускорителе с продольным магнитным полем. // *Прикладная механика и техническая физика*. 2009. Т. 50, № 3. С. 44-55.
 17. Козлов А.Н. Исследование приэлектродных процессов в квазистационарных плазменных ускорителях с непроницаемыми электродами. // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38, № 1. С. 15-25.
 18. Михалас Д. Звездные атмосферы (1 часть). М.: Мир, 1982. 352 с.
 19. Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
 20. Kozlov A.N., Garkusha I.E., Konovalov V.S., Novikov V.G. The radiation intensity of the Lyman alpha line at ionization front in the quasi-steady plasma accelerator. // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. 2013, No.1. P. 128-130.
 21. Козлов А.Н. Кинетика ионизации и рекомбинации в канале плазменного ускорителя. // *Изв. РАН. МЖГ*. 2000. № 5. С. 181-188.
 22. Брушлинский К.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С. Численные модели стационарных и пульсирующих течений ионизирующегося газа в каналах плазменных ускорителей. // *ЖВМ и МФ*. 2015. Т. 55, № 8. С. 1405-1416.
 23. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
 24. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
 25. Norman M. J., Chandre C., Uzer T., and Wang P. Nonlinear dynamics of ionization stabilization of atoms in intense laser fields. // *Physical Review A*. 2015. Vol. 91, No. 2. A 91, 023406.

26. Бармин А.А., Козлов А.Н. Структура стационарного фронта ионизации в канале плазменного ускорителя. // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 4. С. 155-167.
27. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
28. Имшенник В.С., Морозов Ю.П. Радиационная релятивистская газодинамика высокотемпературных явлений. М.: Атомиздат, 1981. 88 с.
29. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1981. 454 с.
30. Castor John I. Lectures on radiation hydrodynamics. – Lawrence Livermore National Laboratory, 2000.
31. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2000. 399 с.
32. Фортон В.Е. Уравнения состояния вещества: от идеального газа до кварк-глюонной плазмы. М.: Физматлит. 2012. 492 с.
33. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука. 1979. 319 с.
34. Gavrikov M.B., Kudryashov N.A., Petrov B.A., Savelyev V.V., Sinelshchikov D.I. Solitary and periodic waves in two-fluid magnetohydrodynamics. // Communications in Nonlinear Science & Numerical Simulation. 2016. No.38. P.1.
35. Четверушкин Б.Н. Кинетические схемы и квазигазодинамическая система уравнений. М.: Макс Пресс. 2004. 328 с.
36. Chetverushkin B.N., D'Ascenzo N., Saveliev V.I. Three-level scheme for solving parabolic and elliptic equations. // Doklady Mathematics. 2015. V. 91, No. 3. P. 341-343.
37. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.
38. Галанин М.П., Попов Ю.П. Квазистационарные электромагнитные поля в неоднородных средах. М.: Наука. Физматлит. 1995. 320 с.
39. Имшенник В.С., Боброва Н.А. Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1997. 319 с.
40. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001. 608 с.
41. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.
42. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
43. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977. 440 с.
44. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.
45. Бабенко К.И. Основы численного анализа. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2002. 848 с.
46. Елизарова Т.Г. Квазигазодинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М.: Научный мир, 2007. 351 с.
47. Рябенский В.С. Введение в вычислительную математику. М.: Физматлит. 3-е изд., 2008. 285 с.

48. Галанин М.П., Савенков Е.Б. Методы численного анализа математических моделей. М.: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2010. 591 с.
49. Gasilov V.A., D'yachenko S.V. Quasimonotonous 2D MHD scheme for unstructured meshes. // *Mathematical Modeling: modern methods and applications*. Moscow, Janus-K, 2004. P. 108-125.
50. Гасилов В.А., Дьяченко С.В., Болдарев А.С., Ольховская О.Г., Карташева Е.Л., Багдасаров Г.А. Пакет прикладных программ MARPLE3D для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы. // *Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша*. 2011. № 20. 36 с.
51. Жуков В.Т. Явно-итерационные схемы для параболических уравнений. // *ВАНТ. Сер.: Мат. моделир. физических процессов*. 1993. № 4. С. 40-46.
52. Chetverushkin B.N., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A. Solution of the radiative transfer equation on parallel computer systems. // *Doklady Mathematics*. 2015. V. 92, No. 2. P. 528-531.
53. Сушкевич Т.А. Математические поделки переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2005. 661 с.
54. Voronkov A., Sychugova E. CDSN – Method for solving the transport equation. // *Journal of Transport Theory and Stat. Phys.* 1993. V. 22. P. 221-245.
55. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. 661 с.
56. Дегтярев Л.М., Фаворский А.П. Поточковый вариант метода прогонки для разностных задач с сильно меняющимися коэффициентами. // *ЖВМ и МФ*. 1969. Т. 9, № 1. С. 211-218.
57. Geuzaine C., Remacle J.F. Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities. // *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. 2009. V. 79, No. 11. P. 1309-1331.
58. Carlson B.G. A Method of Characteristics and Other Improvements in Solutions Methods for the Transport Equations. // *NSE*. 1976. V. 61. P. 408-425.
59. Воронков А.В., Сычугова Е.П. Решение уравнения переноса нейтронов в двумерной R-Z и трехмерной X-Y-Z геометриях методом дискретных ординат. // *Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша*. 1995. № 6.
60. Сычугова Е.П. Численные методы решения уравнения переноса в многогрупповом приближении в трехмерной геометрии в пакете «РЕАКТОР». // *Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша*, 2007. № 78. 22 с.
61. Цыбулин И.В., Скалько Ю.И., Павлова Е.С. Распределенный метод длинных характеристик для решения уравнения переноса излучения. // *Труды Московского физико-технического института*. 2015. Т. 7, № 2. С. 51–59.
62. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит. 2010. 592 с.
63. Kozlov A.N., Drukarenko S.P., Seytkhalilova E.I., Solyakov D.G., Velichkin M.A. The comparative analysis of the compressible plasma streams generated in QSPA from the various gases. // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. 2012. No. 6. P. 120-122.