

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
Н.Э. БАУМАНА (НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»  
(МГТУ им. Н.Э. Баумана)

УДК 533.9, 621.039

Код ГРНТИ 44.33.33, 29.27.39, 02.03.RY, 58.34

Госзадание № 13.5240.2017/БЧ

от 14 марта 2017 г.

№ госрегистрации АААА-А17-117032010090-8

УТВЕРЖДАЮ

Ректор МГТУ им. Н.Э. Баумана

д-р техн. наук, проф.

\_\_\_\_\_ А.А. Александров

“\_\_\_” 2018 г.

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

СОЗДАНИЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИХ ОСНОВ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ  
МНОГОЦЕЛЕВОГО ИСТОЧНИКА ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ  
ТЕХНОЛОГИЙ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ,  
В РАМКАХ БАЗОВОЙ ЧАСТИ ГОСУДАРСТВЕННОГО ЗАДАНИЯ В СФЕРЕ  
НАУЧНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ  
№ 13.5240.2017/БЧ  
(промежуточный)

Научный руководитель НИР,  
д-р физ.-мат. наук

\_\_\_\_\_ С.В. Рыжков

Москва 2018

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР

ст. науч. сотр. НОЦ «Ионно-плазменные технологии», профессор кафедры теплофизики, д-р физ.-мат. наук

\_\_\_\_\_ С.В. Рыжков  
дата, подпись (все разделы, заключение)

Исполнители:

Ст. науч. сотр. НОЦ «Ионно-плазменные технологии», доцент кафедры теплофизики, канд. техн. наук

\_\_\_\_\_ В.В. Кузенов  
дата, подпись (разделы 3-5)

Инженер НОЦ «Ионно-плазменные технологии», ассистент кафедры теплофизики

\_\_\_\_\_ В.В. Шумаев (список)  
дата, подпись

Инженер НОЦ «Ионно-плазменные технологии», аспирант кафедры теплофизики

\_\_\_\_\_ П.А. Фролко (реферат)  
дата, подпись

Инженер НОЦ «Ионно-плазменные технологии», ассистент кафедры Э5

\_\_\_\_\_ А.А. Очков (введение)  
дата, подпись

Нормоконтролер,

\_\_\_\_\_ А.Н. Князик  
дата, подпись

## РЕФЕРАТ

Отчет 55 с., 27 рис., 53 источн.

МОЩНЫЕ ИСТОЧНИКИ НАГРЕВА, ТЕПЛОФИЗИКА, ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА, МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ, ЗАМАГНИЧЕННАЯ ПЛАЗМА, ВЫСОКАЯ ПЛОТНОСТЬ, ПЛАЗМЕННЫЕ ИМПУЛЬСЫ.

Основная цель проекта – обоснование возможности создания новых мощных плазменных источников излучения и магнитного поля на основе методов расчета плазмофизических и теплофизических свойств замагниченной плазмы в схеме магнитно-инерциального термоядерного синтеза. Разработка способов создания источников импульсных струй ионизированного газа микросекундного диапазона для плазменных технологий нового поколения и решения задач управляемого термоядерного синтеза на основе гибридизации методов получения и ускорения плазмы. В ходе выполнения 2 этапа “Компьютерная реализация разработанных методов” получены следующие научно-технические результаты:

- проведено сравнение разработанных моделей, методов и результатов расчета с действующими и проектируемыми экспериментальными установками;
- разработана комплексная методика определения плазменных и тепловых потоков для разных конфигураций магнитного поля и интенсивностей лазерного излучения;
- создана компьютерная программа для проведения полномасштабного численного моделирования;
- получены результаты численного эксперимента для замагниченной плазмы во время и после действия импульсных пучков;
- обоснована энергетическая эффективность прототипа с учетом характерных особенностей;
- опубликованы статьи в рецензируемых научных журналах из Перечня ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, баз данных Scopus и Web of Science.

Результатом работы и одновременно показателем выполнения проекта является полученное Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. Полученный по результатам НИР материал может быть использован в МГТУ им. Н.Э. Баумана при подготовке курсовых проектов, бакалаврских, магистерских и дипломных работ и кандидатских диссертаций и квалифицированных кадров в рамках направления «Ядерная энергетика и теплофизика».

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	С. 6
1 Сравнение разработанных моделей, методов и результатов расчета с действующими и проектируемыми экспериментальными установками.....	7
2 Комплексная методика определения плазменных и тепловых потоков для разных конфигураций магнитного поля и интенсивностей лазерного излучения .....	13
3 Компьютерная программа для проведения полномасштабного численного моделирования .....	23
4 Результаты численного эксперимента для замагниченной плазмы во время и после действия импульсных пучков.....	32
5 Обоснование энергетической эффективности с учетом характерных особенностей .....	43
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	49
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	51

## ВВЕДЕНИЕ

Второй этап научно-исследовательской и опытно-конструкторской технологической работы (НИОКТР) «Создание научно-технических основ для разработки многоцелевого источника импульсных струй плазмы для технологий нового поколения» (СУБГЗ/НФБП) посвящен компьютерной реализации методов, разработанных исполнителями проекта на первом этапе.

В рамках выполнения второго этапа “Компьютерная реализация разработанных методов” научно-исследовательской работы (НИР) проведено сравнение разработанных моделей, методов и результатов расчета с действующими и проектируемыми экспериментальными установками, разработана комплексная методика определения плазменных и тепловых потоков для разных конфигураций магнитного поля и интенсивностей лазерного излучения и создана компьютерная программа для проведения полномасштабного численного моделирования, получены результаты численного эксперимента для замагниченной плазмы во время и после действия импульсных пучков и параметры прототипа и обоснование его энергетической эффективности с учетом характерных особенностей и, как следствие выполненных работ (а также показатель выполнения проекта) опубликованы статьи в высокорейтинговых рецензируемых научных журналах из Перечня ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, баз данных Scopus и Web of Science.

## **1 Сравнение разработанных моделей, методов и результатов расчета с действующими и проектируемыми экспериментальными установками**

Работа посвящена исследованию эволюции лазерной плазмы, возникающей при действии сфокусированного лазерного излучения на поверхность мишени магнитно-инерциального термоядерного синтеза, которая находится в газовой среде, для комбинированной схемы воздействия. Магнитно-инерциальный термоядерный синтез [1-6] основывается на нагреве плазменного образования за счет имплозии стенки мишени при прохождении через стенку мишени сильной ударной волны (при условии, что внешнее давление превышает тепловое давление материала стенки мишени), ускорения стенки мишени и генерации за счет этого ударной волны в термоядерной плазме мишени, кумуляции их на геометрической оси системы и сжатия (до стадии протекания ядерных реакций) термоядерной плазмы и «вмороженного» в неё магнитного поля.

Усовершенствованная (были найдены способы стабилизации горячей плазмы в Z-пинче) современная экспериментальная техника генерации разрядов типа Z-пинч (установка «Z» в Лаборатории Сандия, США и установка «Ангара-V» в ТРИНИТИ, Россия) является перспективным направлением в управляемом термоядерном синтезе. Эти установки базируются на применении мощных плазменных источников для воздействия на термоядерную мишень излучением рентгеновского диапазона спектра, а также магнитно ускоренным потоком плотной плазмы.

Вопросам взаимодействия лазерного излучения с конденсированными средами посвящено значительное число работ как теоретических, так и экспериментальных. Заметим, что при математическом описании процесса деформации мишени существуют несколько способов формулировок: в первом случае мишень рассматривается, как упругое тело, во втором случае, как

упругопластическое тело, в третьем, как вязкая магнитоплазодинамическая среда. В данной работе применяется третий способ формулировки системы уравнений, которые описывают процесс деформации мишени и развития неустойчивости на контактной границе. Эта формулировка основана на уравнениях магнитной гидродинамики. Однако указанный подход является приближенным в силу того, что нагрузки, испытываемые стенкой мишени, заметно превышают его предел текучести. Поэтому в принципе оптимально было бы моделировать деформацию мишени упругопластическим телом с реальной кривой деформирования (например, полученной в результате проведения экспериментов).

Будем рассматривать малые возмущения гидродинамических параметров плазмы вблизи контактной поверхности, как течение идеальной жидкости с плотностью  $\rho$ , скорость  $V = -\nabla\varphi$ , зависящей от потенциала  $\varphi$  и магнитогидродинамической фазовой скорости  $\sqrt{a}$ . Решение такой задачи формулируется, как решение волнового магнитогидродинамического уравнения с граничным условием вида:  $\left. \frac{\partial P}{\partial t} \right|_{KG} = 0$ . Будем искать решение этих уравнений в виде плоской волны  $\exp(ikn)$ . Тогда дисперсионное соотношение имеет вид  $\omega^2 = \pm ka$ , а решение определяется выражением  $\varphi \approx f(t)\exp(\pm ikn)$ .

Отсюда следует, что смещение  $\Delta(t)$  контактной поверхности (в равновесной ситуации она покоится  $\Delta = 0$ ), находящейся в поле объемных сил (с ускорением  $a$ ), может быть описано соотношением:

$$\Delta = \Delta_0 \operatorname{ch}(\omega t) \cos(kr), \quad \Delta(t=0) = \Delta_0 \cos(kr), \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число.

Частота колебаний  $\omega$  находится с помощью дисперсионного соотношения:

$$\omega^2 = \pm ak. \quad (2)$$

Таким образом, увеличение значения напряженности магнитного будет приводить к смещению спектра колебаний в высокочастотную область.

Знак (+) в выражении соответствует случаю, когда вектор градиента нормальной (к равновесной форме границы) компоненты магнитного поля  $\nabla V$  и вектор ускорения  $\vec{a}$  контактной границы направлены в одну сторону и  $\text{Re}(\omega) \neq 0, \text{Im}(\omega) = 0$ . В этом случае развивается неустойчивость типа Рэля–Тейлора.

Знак (-) соответствует разнонаправленному случаю векторов  $\nabla V$  и  $\vec{a}$  и  $\text{Re}(\omega) = 0, \text{Im}(\omega) \neq 0$ . В этом случае неустойчивость типа Рэля–Тейлора подавляется с течением времени.

Таким образом, из сказанного следует, что имеется возможность стабилизировать положение контактной границы путем воздействия на неё специальным образом, созданным магнитным полем.

Оценим величину азимутальных неустойчивостей типа Рэля–Тейлора в «комбинированном» варианте. Перейдем в систему координат, связанную с пространственно усредненным положением контактной границы. В этом случае объемные силы, действующие на контактную границу, будут либо ускорять её движение (на первых двух стадиях:  $\frac{d^2 r}{dt^2} = a > 0$ ), либо тормозить (на третьей стадии:  $\frac{d^2 r}{dt^2} = a < 0$ ). Скорость развития во времени азимутальных возмущений определяется соотношением (волновое число  $k$  определяется условием  $\lambda \ell = 2\pi r, \ell = 1, 2, 3, \dots$ ):

$$\omega^2 \approx \left| \frac{dV}{dt} \right| k \approx \left| \frac{dV}{dt} \right| \frac{\ell}{r}, \quad \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}, \quad (3)$$

где  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  – длина азимутальной волны.

На контактной границе между твердой стенкой мишенью и окружающей средой можно поставить следующее граничное условие:

$$k_m \frac{\partial T_s}{\partial r} = q - D\rho_0\Omega. \quad (4)$$

Предполагая, что выполнено соотношение  $\left| k_m \frac{\partial T_s}{\partial r} \right| \ll (|q|, D\rho_0\Omega)$ , можно в относительной системе координат определить скорость движения  $D$  и ускорение  $\frac{dD}{dt}$  контактной границы:

$$D = \frac{q(t)}{\rho_0\Omega}, \quad a = \frac{dD}{dt} = \frac{dq/dt}{\rho_0\Omega}, \quad (5)$$

где  $\rho_0$  – плотность вещества мишени;  
 $\Omega$  – удельная теплота испарения (фазового перехода) вещества мишени;  
 $q(t)$  – плотность потока лазерного (или широкополосного) излучения, падающего на мишень.

Величину ускорения контактной границы можно оценить с помощью приближенного соотношения вида:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dD}{dt} + \frac{\frac{P}{\rho_0} \pm \frac{H^2}{2\rho_0\pi} - V^2/2}{\delta}, \quad (6)$$

где  $\delta$  – толщина стенки мишени;

$$\rho_c = \frac{m_0 m_e}{4\pi e^2} \left( \frac{2\pi c}{\lambda} \right)^2 = 1,83 \times 10^{-3} \frac{A\lambda}{z} \quad \text{– критическая плотность плазмы;}$$

$m_0$  – масса одной частицы вещества (молекулы, атома или иона);

$A$  – атомный вес ядер плазмы;

$\lambda$  – длина волны лазерного излучения;

$z$  – средний заряд ионов;

$P \approx q^{\frac{2}{3}} \rho_c^{\frac{1}{3}}$  – значение максимального давления.

Тогда максимальное время  $\frac{1}{\omega}$  развития Рэлей–Тейлоровской неустойчивости:

$$\frac{1}{\omega} \approx \sqrt{\frac{r}{|d\vec{V}/dt| \ell}}. \quad (7)$$

Из последнего соотношения следует, что в процессе сжатия ( $r \rightarrow 0$ ) вероятность развития неустойчивости возрастает. Также отсюда следует, что негативную роль на процесс развития неустойчивости может оказывать увеличение скорости нагрева мишени ( $dq/dt \rightarrow \infty$ ). Однако к моменту времени  $t_1$  пары материала мишени образуют вблизи контактной границы очень плотный слой пара, который не пропускает через себя падающее на мишень лазерное излучение  $q(t)$ . Процессу экранирования также способствует сжатие плазменного парового слоя с помощью внешнего магнитного поля. Здесь

$t_1 = 0,63 \frac{q^{\frac{2}{3}}}{\beta \rho_c^{\frac{3}{8}}}$  – момент времени с начала облучения термоядерной мишени,

начиная с которого мишень начинает экранироваться от лазерного излучения,  $\rho_c$  – критическая плотность плазмы. Кроме того, уменьшение  $r \rightarrow 0$  радиуса

мишени приводит к сильному  $\left( H(t) \sim \frac{1}{r^2(t)} \right)$  возрастанию “вмороженном” в

плазму магнитного поля (к увеличению  $\frac{H^2}{2\rho_0\pi}$ ) и уменьшению величины

ускорения  $\left| \frac{d\vec{V}}{dt} \right|$  контактной границы.

Наряду с экспериментальным изучением термогазодинамики термоядерной плазмы, может быть применена многоуровневая вычислительная модель в активной зоне импульсного термоядерного реактора. Эта система моделей может описывать физические процессы в лазерном (включая процессы в hohlraum) или плазменном драйверах: в сжимаемой термоядерной мишени (включая сжатие первоначального магнитного потока). Данные модели основаны на одномерных одножидкостных, двухтемпературных уравнениях магнитно-радиационной газовой динамики. В них учитываются методы расчета уравнений состояний вещества и коэффициентов поглощения лазерного излучения, определяются условия возникновения и протекания самоподдерживающейся термоядерной реакции синтеза. При этом электромагнитные процессы рассчитываются с помощью системы уравнений Максвелла и Ома с конечной проводимостью плазмы. Перенос широкополосного излучения рассматривается в рамках многогруппового приближения «вперед-назад» и диффузионном приближении.

## 2 Комплексная методика определения плазменных и тепловых потоков для разных конфигураций магнитного поля и интенсивностей лазерного излучения

При проведении  $2D$ -расчётов факела капиллярного разряда газодинамические параметры в диэлектрическом канале капиллярного разряда (КР) определялись на основе приближенной математической модели. Эта модель предполагает, что энергия, которая вкладывается из ёмкостного накопителя в эрозионную плазму диэлектрического канала КР, преобразуется в тепловую энергию плазмы. При этом часть этой энергии излучается оптически плотной плазмой, а другая часть теряется при истечении со звуковой скоростью через срез капиллярного разряда.

Плазмодинамические процессы, протекающие в факеле плазмы капиллярного разряда, могут быть определены в эйлеровой системе координат с помощью уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики, которая в безразмерных переменных примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho V_\eta)}{\partial \eta} &= -\alpha \frac{\rho u}{r}; \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho u V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho u V_\eta)}{\partial \eta} &= -\xi_r \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_r \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u^2}{r} + \frac{S_r}{\text{Re}}; \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho v V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho v V_\eta)}{\partial \eta} &= -\xi_z \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_z \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u v}{r} + \frac{S_z}{\text{Re}}; \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho e V_\xi + J \sum q_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho e V_\eta + J \sum q_{i\eta})}{\partial \eta} &= -\frac{P}{J} \left\{ \frac{\partial (J V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (J V_\eta)}{\partial \eta} \right\} - \alpha \frac{P u}{r} - \alpha \frac{\rho e u}{r} + \frac{S_e}{\text{Re}}; \\ S_e &= \mu_\Sigma D + \frac{\gamma}{\text{Pr}} \text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T). \end{aligned} \quad (8)$$

Величины  $S_r$ ,  $S_z$  математически описывают силы, возникающие в потоке газа за счёт наличия в нём сил вязкого трения. Переменная  $S_e$  представляет собой

сумму работ сил вязкого трения  $\mu_{\Sigma}D$ , процессов переноса тепла механизмом теплопроводности  $\text{div}(\lambda_{\Sigma}\text{grad}T)$ .  $\text{Re} = \frac{L_*\rho_*V_*}{\mu_*}$  — число Рейнольдса,

$\text{Pr} = \frac{\mu_*C_{p*}}{\lambda_*}$  — число Прандтля.

Все величины, входящие в данные уравнения, определяются с помощью дополнительных соотношений

$$\begin{aligned} \text{div}\mathbf{V} &= \frac{1}{J} \left[ \frac{\partial(JV_{\xi})}{\partial\xi} + \frac{\partial(JV_{\eta})}{\partial\eta} \right] + \alpha \frac{u}{r}; \quad e_{rr} = \xi_r \frac{\partial u}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial\eta}, \quad e_{zz} = \xi_z \frac{\partial v}{\partial\xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial\eta}, \quad e_{\varphi\varphi} = \alpha \frac{u}{r}; \\ D &= 2 \left[ (e_{rr})^2 + (e_{zz})^2 + (e_{\varphi\varphi})^2 \right] + (e_{rz})^2 - \frac{2}{3} (\text{div}\mathbf{V})^2; \\ e_{rz} &= \left( \xi_z \frac{\partial u}{\partial\xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial\eta} \right) + \left( \xi_r \frac{\partial v}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial\eta} \right); \quad \sigma_{rz} = \mu_{\Sigma} \left[ \left( \xi_z \frac{\partial u}{\partial\xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial\eta} \right) + \left( \xi_r \frac{\partial v}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial\eta} \right) \right]; \\ \sigma_{rr} &= \mu_{\Sigma} \left[ \frac{4}{3} \left( \xi_r \frac{\partial u}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial\eta} \right) - \frac{2}{3} \left( \xi_z \frac{\partial v}{\partial\xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial\eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right]; \\ \sigma_{zz} &= \mu_{\Sigma} \left[ \frac{4}{3} \left( \xi_z \frac{\partial v}{\partial\xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial\eta} \right) - \frac{2}{3} \left( \xi_r \frac{\partial u}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial\eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right]; \tag{9} \\ S_r &= \frac{1}{J} \frac{\partial(J\{\xi_r\sigma_{rr} + \xi_z\sigma_{rz}\})}{\partial\xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial(J\{\eta_r\sigma_{rr} + \eta_z\sigma_{rz}\})}{\partial\eta} + \alpha \frac{2\mu_{\Sigma} \left[ \xi_r \frac{\partial u}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial\eta} \right] - 2\alpha\mu_{\Sigma} \frac{u}{r}}{r}; \\ S_z &= \frac{1}{J} \frac{\partial(J\{\xi_r\sigma_{zr} + \xi_z\sigma_{zz}\})}{\partial\xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial(J\{\eta_r\sigma_{zr} + \eta_z\sigma_{zz}\})}{\partial\eta} + \alpha \frac{\sigma_{rz}}{r}; \\ \text{div}(\lambda_{\Sigma}\text{grad}T) &= \frac{1}{J} \frac{\partial\{\lambda_{\Sigma}J(\xi_r^2 + \xi_z^2)T_{\xi} + \lambda_{\Sigma}J(\xi_r\eta_r + \xi_z\eta_z)T_{\eta}\}}{\partial\xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial\{\lambda_{\Sigma}J(\eta_r\xi_r + \eta_z\xi_z)T_{\xi} + \lambda_{\Sigma}J(\eta_r^2 + \eta_z^2)T_{\eta}\}}{\partial\eta} + \\ &\quad + \alpha \frac{\lambda_{\Sigma}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial T}{\partial\xi} + \eta_r \frac{\partial T}{\partial\eta} \right\}, \end{aligned}$$

где  $u(r, z, t)$ ,  $v(r, z, t)$  — проекции вектора скорости  $\mathbf{V}(r, z, t)$  на оси  $R$  и  $Z$ ;

$e$  — удельная внутренняя энергия плазмы;

$J = \partial(r, z)/\partial(\xi, \eta)$  — якобиан перехода от цилиндрической системы координат

$r, z$  к криволинейной системе координат  $\xi, \eta$ ;

$V_\xi = \xi_r u + \xi_z v$ ,  $V_\eta = \eta_r u + \eta_z v$  — контравариантные компоненты вектора скорости  $V$  в криволинейной системе координат  $\xi, \eta$ ;

$\rho, P$  — плотность и давление плазмы;

$\sum_i q_{i\xi}, \sum_i q_{i\eta}$  — проекции вектора плотности потока лучистой энергии  $q$  на оси криволинейной системы координат  $\xi$  и  $\eta$ ;

$\alpha = 0$  соответствует плоскому,  $\alpha = 1$  — осесимметричному случаям течения.

Для получения безразмерного вида рассматриваемых уравнений отнесём все газодинамические переменные, входящие в систему уравнений, к их характерным значениям, а пространственные  $\bar{\xi}, \bar{\eta}$  и временную  $\bar{t}$  переменные соответственно к характерному размеру  $L_*$  и характерному времени  $t_*$ . Введём следующие обозначения безразмерных переменных:

$$t = \frac{U_* \bar{t}}{L_*}; \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{L_*}; \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{L_*}; \quad V_\xi = \frac{\bar{V}_\xi}{V_*}; \quad V_\eta = \frac{\bar{V}_\eta}{V_*}; \quad u = \frac{\bar{u}}{V_*}; \quad v = \frac{\bar{v}}{V_*}; \quad T = \frac{\bar{T}}{T_*}; \quad e = \frac{\bar{e}}{e_*}; \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\rho_*}; \quad P = \frac{\bar{P}}{P_*};$$

$$\mu_\Sigma = \frac{\bar{\mu}_\Sigma}{\mu_*}; \quad \lambda_\Sigma = \frac{\bar{\lambda}_\Sigma}{\lambda_*}; \quad \gamma = \frac{C_{p*}}{C_{v*}}; \quad q = \frac{\bar{q}}{q_*}; \quad \omega = \frac{\bar{\omega}}{\omega_*}. \quad (10)$$

Для определения пространственно-временного положения контактной границы, отделяющей плазму аблирующего материала преграды от плазмы окружающей среды, используется метод фиктивной примеси. Для этого в систему приведённых уравнений вводится дополнительное уравнение ( $\rho_g \in [0, 1]$ )

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \rho_g = 0. \quad (11)$$

Зная  $\rho_g$ , мы можем определить границу раздела  $\Gamma(t) = \{x, y; \rho_g(r, z, t) = 0\}$ , которая разделяет всю расчётную область на две области, каждая из которых соответствует аблирующему материалу преграды или плазме окружающей среды в зависимости от знака функции  $\rho_g$ . Полный вариант описания метода

расчёта контактной границы и газодинамических параметров вблизи неё приводится в работах [7-9].

Турбулентные коэффициенты вязкости  $\mu_\Sigma$  и теплопроводности  $\lambda_\Sigma$  рассчитываются с привлечением гипотезы Буссинеска, в соответствии с которой эффективная вязкость  $\mu_\Sigma$  газового потока равна сумме динамического коэффициента вязкости  $\mu_m$ , учитывающего атомно-молекулярные столкновительные процессы, и коэффициента турбулентной вязкости  $\mu_t$ , для определения которого используется  $q$ — $\omega$ -модель Кокли. Используя предположение о том, что молекулярное число Прандтля  $Pr = 0,72$  и турбулентное число Прандтля  $Pr_t = \mu_t C_p / \lambda_t = 0,9$ , можно найти соответствующий коэффициент теплопроводности  $\lambda_t = C_p (\mu_m / Pr + \mu_t / Pr_t)$ . Уравнения  $q$ — $\omega$ -модели Кокли в криволинейной системе координат  $\xi, \eta$  могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho q}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi q)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta q)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho q u}{r} &= S_q + \frac{\rho q}{2\omega} \left( C_\mu f D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \mathbf{V} - \omega^2 \right); \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi \omega)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta \omega)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho \omega u}{r} &= S_\omega + \rho \left( C_1 \left( C_\mu D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \mathbf{V} \right) - C_2 \omega^2 \right); \\ S_q &= \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) q_\eta \right\}}{\partial \xi} + \\ &+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) q_\eta \right\}}{\partial \eta} + \alpha \frac{\mu_{\Sigma q}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial q}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial q}{\partial \eta} \right\}; \\ S_\omega &= \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) \omega_\eta \right\}}{\partial \xi} + \\ &+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) \omega_\eta \right\}}{\partial \eta} + \alpha \frac{\mu_{\Sigma \omega}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right\}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\mu_{\Sigma q} = \mu_m + \mu_t; \quad \mu_{\Sigma \omega} = \mu_m + 1,3\mu_t; \quad \mu_t = C_\mu f(n) \rho \frac{q^2}{\omega}; \quad C_1 = 0,045 + 0,405 f(n); \quad C_2 = 0,92; \quad C_\mu = 0,09;$$

$$, f(n) = 1 - \exp \left( -0,0065 \frac{\rho q n}{\mu_m} \right).$$

где  $q$  — «псевдоскорость»;

$\omega$  — «псевдозавихренность»;

$f(n)$  — пристеночная функция, вводимая для того, чтобы модель правильно описывала параметры течения в ламинарном подслое, формирующемся на твёрдых обтекаемых поверхностях;

$n$  — расстояние по нормали от рассматриваемой точки к ближайшей поверхности.

В данной работе для расчёта радиационных полей используется уравнение переноса излучения, представленное в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial (Jq_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (Jq_{i\eta})}{\partial \eta} + \chi_i c U_i = 4\chi_i \sigma_i T^4; \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \xi} + \chi_i q_{i\xi} = 0; \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \eta} + \chi_i q_{i\eta} = 0, \quad (13)$$

где  $U_i(y, z, t)$  — плотность лучистой энергии в  $i$ -й спектральной группе;

$\chi_i$  — спектральный коэффициент поглощения.

Вместо диффузионного приближения ( $D_1 = C/3\chi_i$ ) уравнения переноса излучения в выполненных расчётах используются функции ограничителей потоков [7]. При  $\alpha \rightarrow \infty$  поток излучения равен  $q_i$ , при  $\alpha \rightarrow 0$  поток излучения равен потоку диффузионного приближения.

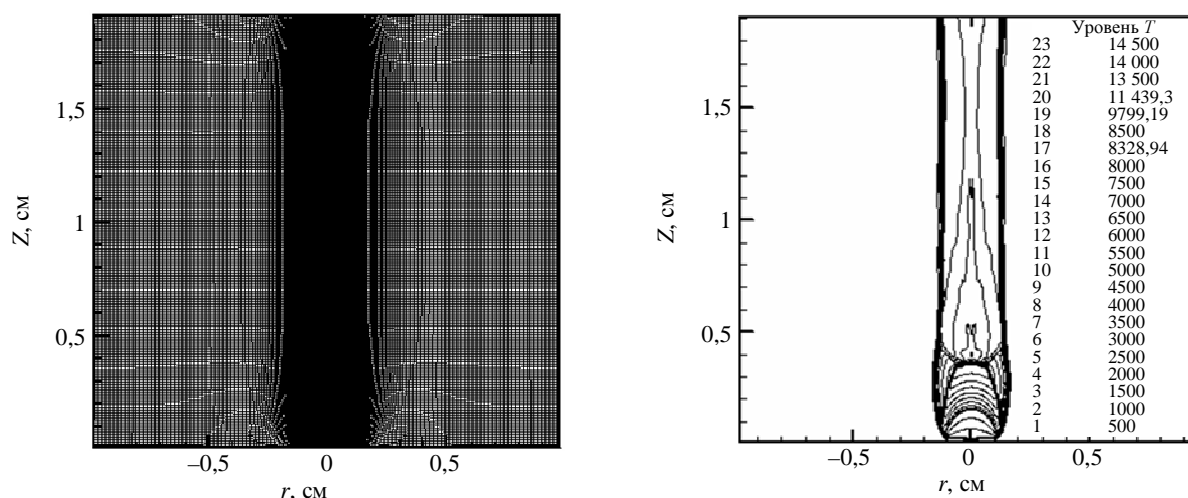


Рисунок 2.1 - Расчётная сетка и температурное поле в недорасширенной сверхзвуковой осесимметричной струе, которое используется при построении адаптивной расчётной сетки

Численный метод, используемый для расчёта газодинамической части системы уравнений, основан на нелинейной квазимоноотонной компактно-полиномиальной разностной схеме повышенного порядка точности [11] и пространственном расщеплении уравнений Рейнольдса [12], записанных в произвольной криволинейной системе координат. При этом расчётная сетка и адаптированная криволинейная система координат создавались с помощью методики, описанной в работе [10]. Пример построения такой расчётной сетки показан на рисунке 2.1.

При аппроксимации конвективной составляющей векторов потоков на границах расчётной ячейки применялась процедура расчёта распада разрыва, разработанная С.К. Годуновым с использованием реконструкции сеточной функции (внутри расчётной ячейки), которая была взята из работы [11]. Данная модификация метода Годунова позволяет повысить порядок аппроксимации конечно-разностной схемы в гладкой части решения до седьмого. Разработанные вычислительные коды используют многоблочную многосеточную технологию расчётов на неортогональных структурированных сетках. Расчёт входящих в данную систему уравнений термодинамических  $e(T, \rho)$ ,  $P(T, \rho)$  и оптических  $\chi_i(T, \rho)$  параметров рабочих сред проводился в рамках приближения локального термодинамического равновесия с использованием компьютерной системы ASTEROID, разработанной академиком РАН С.Т. Суржиковым [13, 14].

Капиллярный разряд состоит из межэлектродной вставки с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом разряда (диаметр капиллярного разряда 1 мм, длина 5 мм). Через стенки капилляра вдувается поток плазмы с параметрами, которые взяты из работ [15, 16]:  $T = 35$  кК;  $V = 450$  м/с;  $P = 41$  МПа;  $\gamma = 1,2$ . При проведении численных расчётов эти величины переопределяются расчётным путём из условия звукового течения в выходном сечении капиллярного разряда. Значения  $q-\omega$  находились из условия, что степень турбулентности во втекающем в расчётную область потоке составляет величину

5 %. Окружающей средой являлся воздух при давлении  $P_{\infty} = 1 \cdot 10^5$  Па и  $P_{\infty} = 25 \cdot 10^5$  Па.

На рисунке 2.2а показано пространственное распределение температуры  $T$  (К) в импульсной струе плазмы КР в условиях отсутствия воздействия внешнего магнитного поля  $B = 0$ . Результаты проведённых расчётов факела эрозионной плазменной струи капиллярного разряда соответствуют течению недорасширенной струи со «стандартной» структурой ударных волн (УВ) [17]. Особенностью динамики факела капиллярного разряда является течение в области тройной конфигурации УВ. Здесь за диском Маха в последующие моменты времени образуется вихревой след — тороидальное вихревое кольцо (рисунок 2.3).

На рисунке 2.2а показано распределение температуры в факеле КР без внешнего магнитного поля. Отметим, что в данной ситуации в области смешения струи и окружающей газовой среды формируются тороидальная, долгоживущая, вихревая структуры, максимальное значение температуры в струе КР находится на уровне  $T_{\max} = 18$  кК; число Маха  $M$  от 1 до 24; давление на уровне  $1 \cdot 10^6$  Па.

В общем случае вихревая система (система сосредоточенных вихрей) в потоке газа может быть вызвана различными причинами: градиентом плазмодинамических характеристик вблизи твёрдой стенки, градиентами газодинамических величин при конвективном движении газовой среды, градиентами теплофизических величин, которые появляются при различных по физической природе воздействиях на поток газа (акустических, плазменных или энергоподводом) [18].

Для объяснения вихревого характера течения в следе примем, что скорость движения самоиндуцированного вихревого кольца (см. рисунок 2.3) с циркуляцией  $\Gamma$ , радиусом  $r_0$  и радиусом ядра  $\epsilon$  можно представить с помощью формулы [19]

$$V_{\text{хар}} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left( \ln \left( \frac{8r_0}{\varepsilon} \right) - \frac{1}{2} \right) = \frac{\Omega_{\text{хар}} \varepsilon^2}{4r_0} \left( \ln \left( \frac{8r_0}{\varepsilon} \right) - \frac{1}{2} \right); \quad \Omega_{\text{хар}} \approx \frac{\Gamma}{\pi \varepsilon^2}. \quad (14)$$

Для получения выражения для завихренности  $\Omega = \text{rot}(\mathbf{V})$  применим аналогично работе [18] операцию ротор  $\text{rot}(\mathbf{V})$  к уравнению Навье—Стокса (считая кинематическую вязкость  $\nu = \text{const}$ ), в котором дополнительно учитываются электрическое и магнитное поля:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \Omega = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \left( \nabla P - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \right) + \nu \Delta \Omega + \frac{1}{\rho} \nabla \rho^* \times \mathbf{E} - \frac{\rho^*}{\rho^2} \nabla \rho \times \mathbf{E}, \quad (15)$$

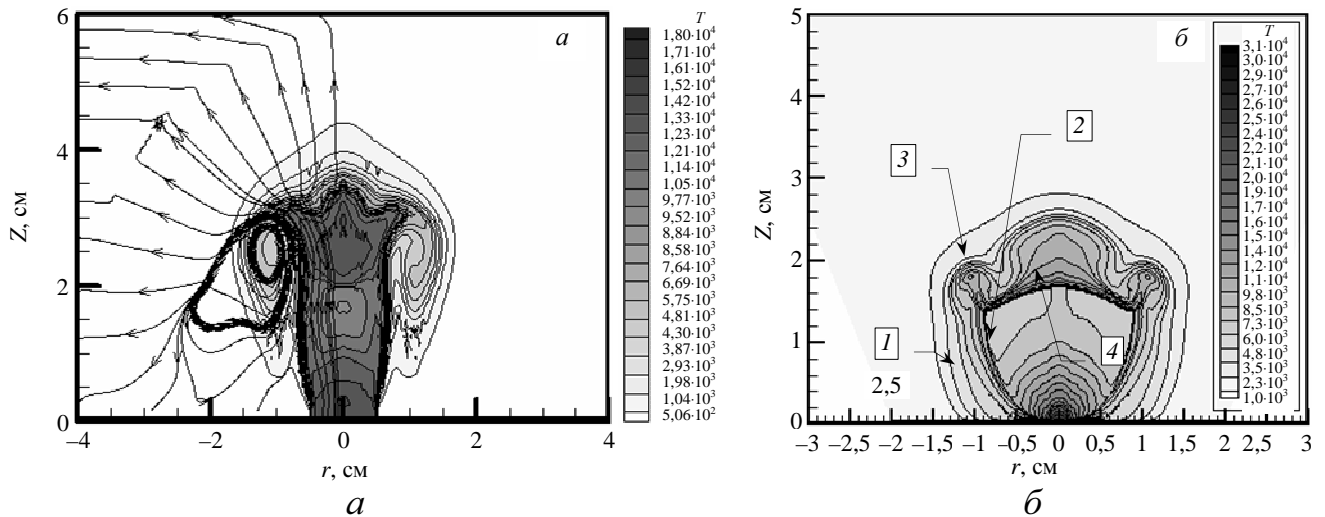
где  $\Omega = \text{rot}(\mathbf{V})$  — вектор завихренности потока;

$\rho$ ,  $\mathbf{V}$  — плотность и вектор скорости потока;

$\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{j}$  — вектор напряжённости электрического, магнитного поля и плотности тока,

$\rho^* = e \sum_k Z_k n_k$  — пространственный заряд.

Здесь отметим, что согласно оценке, выполненной в работе [18], членом  $\left| \frac{1}{\rho} \nabla \rho^* \times \mathbf{E} \right|$ , а также членом  $\left| \frac{1}{\rho} \nabla \rho \times \mathbf{E} \right|$  можно пренебречь.



$a$  —  $t = 62,9$  мкс,  $P_{\infty} = 25 \cdot 10^5$  Па;  $b$  —  $t = 12$  мкс,  $P_{\infty} = 1 \cdot 10^5$  Па.

Рисунок 2.2 - Распределение температуры  $T$  (К) в плазменном факеле капиллярного разряда

Тогда выражение для завихренности  $\Omega = \text{rot}(\mathbf{V})$  примет более простой вид

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \Omega = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \left( \nabla P - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \right) + \nu \Delta \Omega. \quad (16)$$

Из данного выражения следует, что тороидальное вихревое кольцо может возникнуть при  $\nabla \rho \times \left( \nabla P - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \right) \neq 0$ . Условие образования тороидального вихря сводится к тому, что вихрь не образуется, если  $\nabla P \approx \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ .

Для иллюстрации возможности подавления вихревого следа были выполнены дополнительные расчёты импульсной струи плазмы КР в условиях воздействия внешнего магнитного поля  $B \neq 0$  (рисунок 2.4а, б;  $\text{sign}(\nabla P) \neq \text{sign}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ ).

Из рисунка 2.4 следует, что воздействие внешнего магнитного поля  $B$  в основном затрагивает высокотемпературную (близкую к оси) часть импульсной струи плазмы одиночного КР, а также вихревой след в области тройной конфигурации УВ.

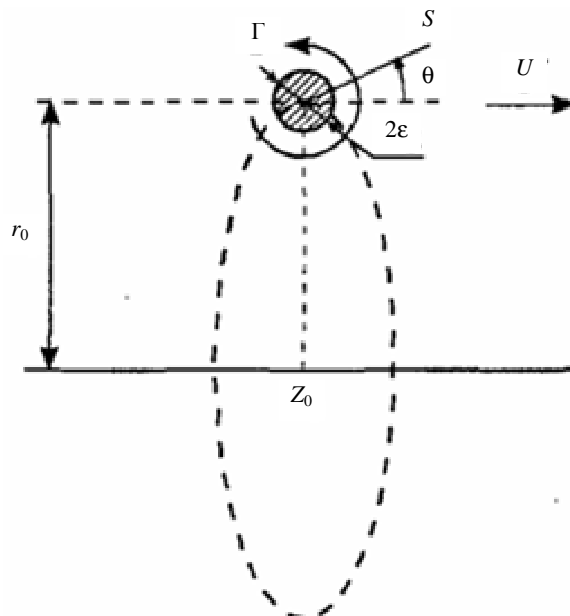
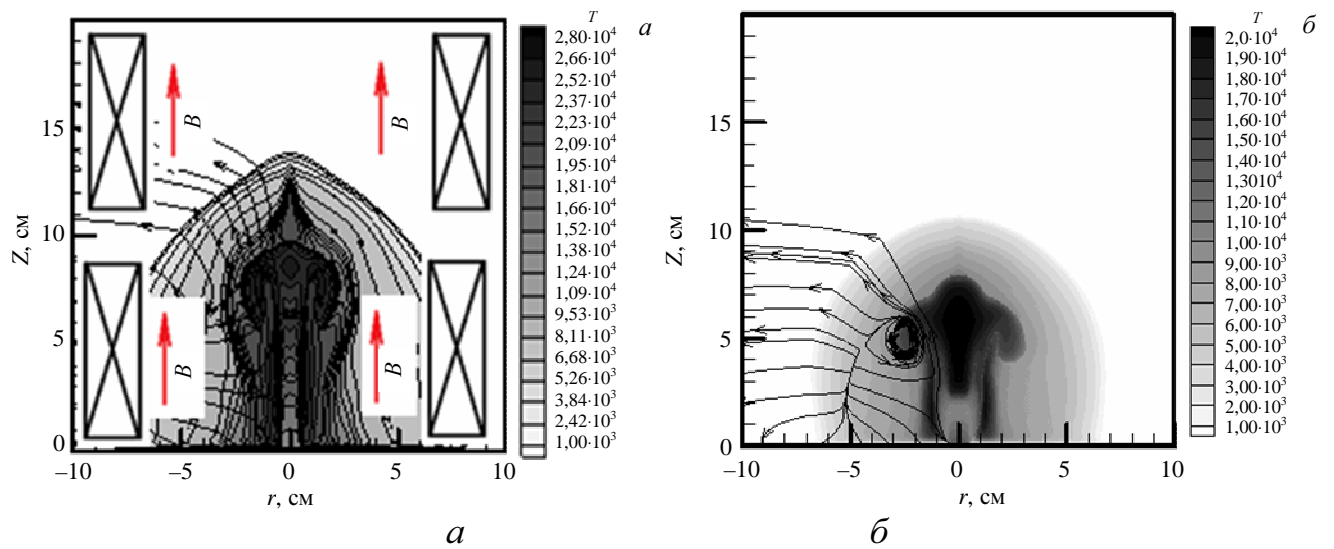


Рисунок 2.3 - Система координат для вихревого кольца



*a* — магнитное поле  $B = 2,5$  Тл; *б* —  $B = 1,58$  Тл.

Рисунок 2.4 - Пространственное распределение температуры  $T$  (К) ( $P_{\infty} = 1 \cdot 10^5$  Па) в импульсной струе плазмы на момент времени  $t = 46,9$  мкс

Наиболее заметное влияние магнитное давление оказывает на нагретую осевую часть струи КР, которая в этом случае ограничена по радиальной координате. В этой пространственной зоне число Маха близко к единице, а газодинамическое давление находится на уровне сотни атмосфер.

При этом из пространственного распределения (см. рисунок 2.4*a*) температуры  $T$  ( $B = 2,5$  Тл или  $P_{\text{маг}} = 25 \cdot 10^5$  Па) видно, что тороидальное вихревое кольцо не возникает, хотя на границе струя—окружающая среда созданы необходимые условия для его возникновения.

### **3 Компьютерная программа для проведения полномасштабного численного моделирования**

Для достижения заявленных в работе целей должны быть разработаны новые расчетно-теоретические модели и методы, которые позволят описать взаимодействие замагниченной плазменной мишени с излучением системы лазеров. Для этого необходимо разработать малодиссипативный вычислительный код нового поколения (порядок точности повышен до 7-го порядка по пространству и до 4-го порядка по времени), который основан на регулярных неортогональных многоблочных вычислительных сетках (на основе собственного генератора сеток).

В итоге создана компьютерная программа «Численное исследование свойств и структуры группы капиллярных разрядов» (Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018614712. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 13.04.2018 (Заявка № 2018611710 от 20.02.2018)), предназначенная для проведения полномасштабного численного моделирования импульсных источников плазмы (струй ионизированного газа), формируемых группой капиллярных разрядов. Программа основана на двухтемпературной радиационно-газодинамической одножидкостной 2D математической модели процессов массива импульсных плазменных струй. Эта математическая и численная модель используется при изучении структуры течения (группы взаимодействующих плазменных струй) системы капиллярных разрядов с испаряющейся стенкой.

Данная программа имеет большое значение для разработки многоцелевого источника импульсных струй плазмы для технологий нового поколения, включая создание мощных плазменных струй (источников нагрева) для перспективных энергетических систем, а также для изучения динамических процессов, протекающих в микродвигателях для перспективных малых и сверхмалых космических аппаратов, и исследования принципов создания микро- и нанодвигателей.

Отметим две важные особенности структурированных сеток. В случае дискретизации системы уравнений Навье – Стокса с использованием квазиортогональной структурированной сетки близки к нулю некоторые параметры преобразования - компоненты метрического тензора преобразования (матрицы Якоби), находящиеся не на главной диагонали данного тензора. В этом случае наблюдается уменьшение погрешности аппроксимации в сравнении с основным случаем регулярной сетки и, следовательно, повышение точности получаемого решения.

В данной работе метод построения квазиортогональной и адаптивной (к зонам наиболее резкого изменения решения – зонам больших градиентов) сетки состоит из двух этапов:

- на первом этапе многомерная сетка строится путем последовательного перестроения сетки вдоль отдельных координатных направлений;

- на втором этапе расчетная сетка, которая построена на первом этапе, подвергается сглаживанию и ортогонализации путем решения специальных эллиптических уравнений, которые позволяют найти отображения расчетной криволинейной области в параметрический квадрат в двумерном и в куб - в трехмерном случае.

Первый этап – это этап адаптации расчетной сетки. В случае численной перестройки сетки вдоль одной из координатных линий или вдоль криволинейной границы расчетной области (или её части) применяется принцип равномерного распределения весовой функции  $w$ . В этой численной методике входными заданными пользователем параметрами являются максимальный  $\Delta x_{\max}$ , минимальный  $\Delta x_{\min}$  шаги сетки и некоторая положительная (дополнительно монотонизированная, т.е. имеющая один минимум и максимум) управляющая функция  $f$ . Весовая функция  $w$  отличается от весовой функции работы [20] и задается следующим образом:

$$w = \begin{cases} [1 + AF]^{1/B}, & B \neq 0 \\ 1, & B = 0 \end{cases}, \quad F = (f - f_{\min}) / (f_{\max} - f_{\min}), \quad A = (\Delta x_{\max} / \Delta x_{\min})^B - 1. \quad (17)$$

Для определения шагов сетки  $\Delta x_i$  могут служить уравнения:

$$\frac{d}{d\xi} \left[ w \frac{dx}{d\xi} \right] = 0, \quad x(0) = 0, \quad x(1) = L, \quad \xi \in [0,1] \quad \text{или} \quad \Delta x_i = L / \left( w_i \sum_{i=1}^N \frac{1}{w_i} \right), \quad (18)$$

где  $L$  – длина граница области в физическом пространстве.

В случае  $A = 0$  узлы сетки расположены равномерно. Постоянная  $B$  находится из условия того, что минимальный расчетный шаг сетки  $\min_i \Delta x_i$  равен заданному значению  $\Delta x_{\min}$ .

Отметим также, что возможен и иной способ определения шагов расчетной сетки  $\Delta x_i$  на основе решения следующего нестационарного уравнения:

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{d}{d\xi} \left[ w \frac{dx}{d\xi} \right], \quad x(0) = 0, \quad x(1) = L, \quad \xi \in [0,1]. \quad (19)$$

При установлении во времени ( $t \rightarrow \infty$ ) его решения  $x(t, \xi) \approx x(\xi)$  возникнет ранее полученное уравнение вида  $\frac{d}{d\xi} \left[ w \frac{dx}{d\xi} \right] = 0, \quad x(0) = 0, \quad x(1) = L, \quad \xi \in [0,1]$ , имеющее стационарное решение  $x(\xi)$ . При этом для нестационарного уравнения при поиске решения  $x(t, \xi)$  необходимо задаться значением величины  $B$ .

Нестационарное уравнение решалось численно на каждом временном слое до установления по неявной конечно-разностной схеме:

$$\frac{\partial x}{\partial t} \Big|_i^{n+1} = \frac{d}{d\xi} \left[ w \frac{dx}{d\xi} \right] \Big|_i^{n+1}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} \Big|_i^{n+1} = \frac{x_i^{n+1} - x_i^n}{\tau}, \quad (20)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left[ w \frac{dx}{d\xi} \right] \Big|_i^{n+1} = \frac{w_{i+1/2} (x_{i+1}^{n+1} - x_i^{n+1}) - w_{i-1/2} (x_i^{n+1} - x_{i-1}^{n+1})}{h_\xi^2} + O(h_\xi^2), \quad w_{i\pm 1/2} = \frac{w_i + w_{i\pm 1}}{2}.$$

Итерационный параметр  $\tau$  изменяется в широких пределах от значения  $h_\xi/2$  до  $20h_\xi$ .

Для аппроксимации кривой  $f(r, z) = 0$ , которая необходима для “сгущения” сетки вдоль какой либо криволинейной сеточной линии, можно использовать сплайны, кривые Безье или кривые NURBS [21].

На втором этапе (этапе сглаживания и ортогонализации расчетной сетки) нахождения расчетной сетки выполняется несколько итераций для нахождения сглаженной и ортогонализованной сетки. При этом в качестве начального приближения берется расчетная сетка, полученная на первом этапе её построения.

Граничные условия, необходимые для решения данной системы уравнений, задаются следующим образом:  $U_i|_\Gamma = r_i^*|_{\partial(A'B'F'E'D'C'G'H')} - r_i|_{\partial(ABFEDCGH)}$ ,  $i \in \{x, y, z\}$ , где символ  $\partial$  означает, что компоненты радиусов векторов  $\vec{r}$  и  $\vec{r}^*$  определяются на границе соответствующей области.

Коэффициент  $\sigma \in [-1, 1]$  характеризует отношение поперечной деформации к продольной деформации. Коэффициент  $W(x, y, z)$  является управляющей функцией, используемый для достижения нужной степени сгущения сеточных линий в области наиболее сильного изменения газодинамических функций или пространственных границ.

При  $W(x, y, z) \equiv 1$  получаются криволинейные “квазиравномерно” расположенные сеточные линии. В случае  $W(x, y, z) = \text{var}$  сетка измельчается в тех пространственных частях расчетной области, где величина  $W(x, y, z)$  имеет большие значения. Для сгущения сетки в приграничной области применялась управляющая функция вида  $W(x, y, z) = 1 + \frac{\alpha}{R(x, y, z)}$ , где  $R(x, y, z)$  – минимальное значение расстояния от точки  $(x, y, z)$  до точки границы расчетной области. Примерный уровень значений параметра  $\alpha$  составляет величину  $\alpha \approx 1000$ . При

этом с ростом параметра  $\alpha$  сетка будет сгущаться вблизи границы расчетной области.

Введем вектора  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi}, \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta}, \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta}$  касательные к сеточным линиям в пространственной области  $(x, y, z)$ , тогда управляющая функция может быть сформулирована в виде:

$$W(x, y, z) = 1 + \frac{\alpha}{R(x, y, z)} + \beta \oint_{\Gamma_{\xi\eta}} \left\{ \frac{\left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} \right| \cdot \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right|}{\left[ \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} \times \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right]} \right\}^2 d\Gamma_{\xi\eta} + \gamma \oint_{\Gamma_{\eta\zeta}} \left\{ \frac{\left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right| \cdot \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta} \right|}{\left[ \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \times \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta} \right]} \right\}^2 d\Gamma_{\eta\zeta} + \chi \oint_{\Gamma_{\xi\zeta}} \left\{ \frac{\left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} \right| \cdot \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta} \right|}{\left[ \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} \times \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta} \right]} \right\}^2 d\Gamma_{\xi\zeta}. \quad (21)$$

Такой вид управляющей функции приводит к ортогонализации относительно мелких ячеек. При численном построении высокоаспектных сеток вместо контурных интегралов будет использоваться сумма выражений вида

$$\left\{ \frac{\left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} \right| \cdot \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right|}{\left[ \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} \times \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right]} \right\}^2 \text{ или } \left\{ \frac{\left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right| \cdot \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta} \right|}{\left[ \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \times \frac{\partial \bar{U}}{\partial \zeta} \right]} \right\}^2 \text{ и т.д. по всем углам сетки.}$$

Отметим, что эта система уравнений является обобщением метода построения регулярных сеток, предложенного в работе [22].

На практике часто встречаются случаи, когда необходимо автоматически построить структурированную сетку вблизи границы некоторого объекта. Например, при построении гибридной сетки требуется строить структурированную сетку у стенки летательного аппарата так, чтобы она описывала область пограничного слоя. Для таких случаев (задач внешней аэродинамики) может оказаться полезным использование параболических генераторов сеток [23].

Отметим существенно большее качество сетки, полученной при использовании встречного марша. В отдельных случаях бывает полезно воспользоваться встречным маршем сразу от четырех границ сетки (рисунок 3.1). Если внешняя граница не задана, можно просто положить  $\psi(j) \equiv 0$  и получить сетку с автоматически построенной внешней границей. Качество такой сетки можно улучшить, введя зависимость шага сетки  $R$  от расстояния между узлами  $L_k$  в слое:

$$\Delta R_k = R_0 \left( \frac{L_{avr}}{L_k} \right)^\alpha, \quad L_{avr} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N L_k. \quad (22)$$

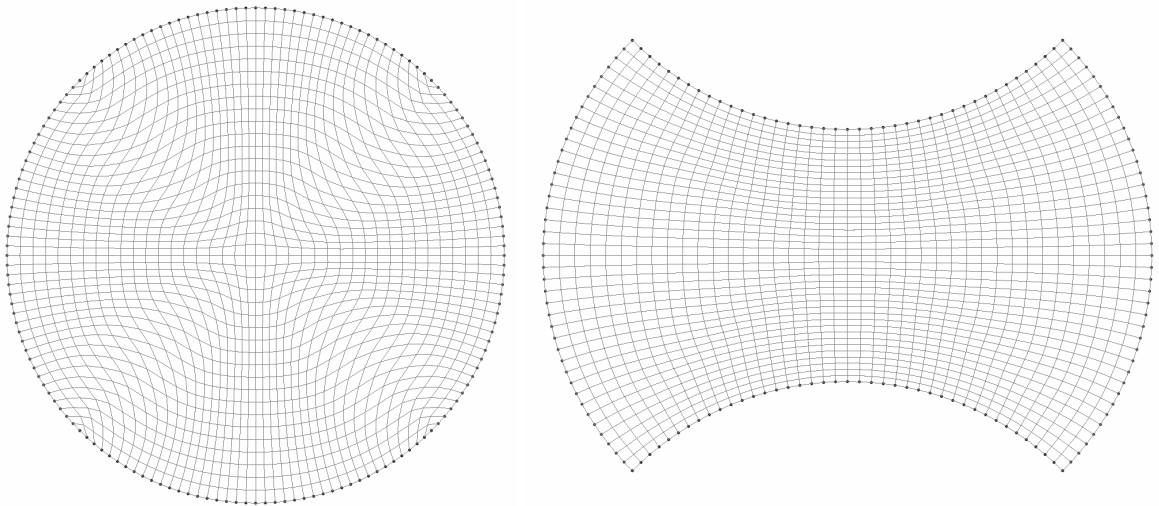


Рисунок 3.1 - Примеры работы параболического генератора со встречным маршем в двух направлениях

Значение  $\alpha$  можно варьировать.

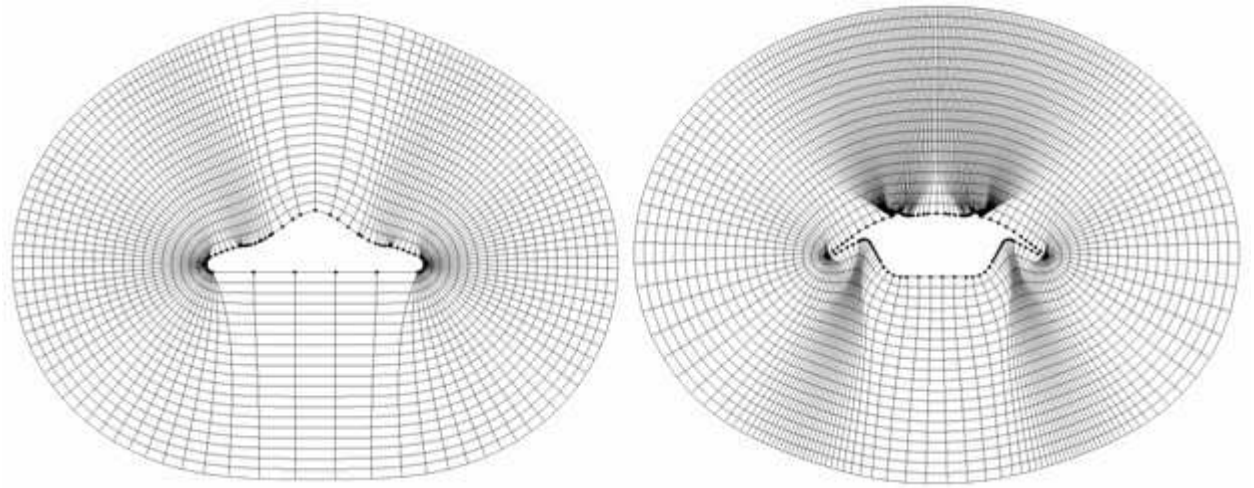


Рисунок 3.2 - Сетки топологии O

На практике часто требуется построение сеток топологии O, у которых отсутствует боковая граница (рисунок 3.2). В этом случае матрица решаемого уравнения будет иметь вид, отличный от трехдиагонального:

$$\mathbf{A} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} c_1 & a_1 & 0 & \dots & 0 & a_1 \\ a_2 & c_2 & a_2 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & 0 & a_{N-2} & c_{N-2} & a_{N-2} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & a_{N-2} & c_{N-2} & a_{N-2} \\ a_N & 0 & \dots & 0 & a_N & c_N \end{pmatrix}. \quad (23)$$

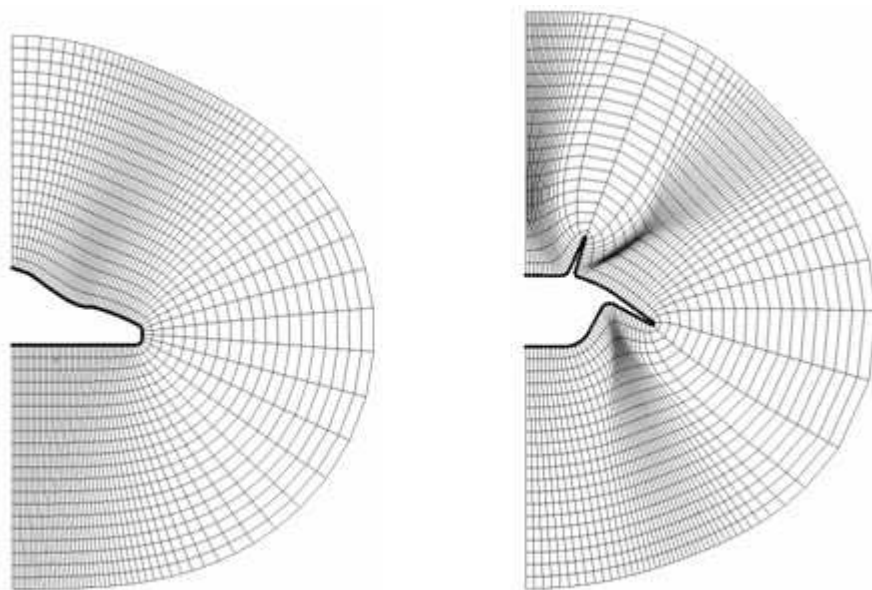


Рисунок 3.3 - Сетки топологии C

В случае решения задачи с осью симметрии вместо топологии  $O$  используется топология  $C$  (рисунок 3.3). При построении сеток этой топологии матрицы будут различными для направлений  $X$  и  $Y$ :

$$A_x x = f_x, A_y y = f_y, \quad (24)$$

$$A_x = \begin{pmatrix} c_1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ a_2 & c_2 & a_2 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & 0 & a_{N-2} & c_{N-2} & a_{N-2} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & a_{N-2} & c_{N-2} & a_{N-2} \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & c_N \end{pmatrix}, A_y = \begin{pmatrix} c_1 & 2a_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ a_2 & c_2 & a_2 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & 0 & a_{N-2} & c_{N-2} & a_{N-2} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & a_{N-2} & c_{N-2} & a_{N-2} \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 2a_N & c_N \end{pmatrix}.$$

Отметим, что даже в сложных случаях, когда у поверхности имеются острые элементы, параболический генератор дает сравнительно неплохие результаты, достаточно гладкие и без пересечений, характерных для многих сеточных генераторов в случае таких геометрий.

Достоинство реализованного параболического генератора состоит в возможности автоматического построения пространственных сеток для широкого класса поверхностей летательных аппаратов. Подобный генератор предложен в [24]. На вход генератора подается виртуальная модель трехмерной поверхности аппарата.

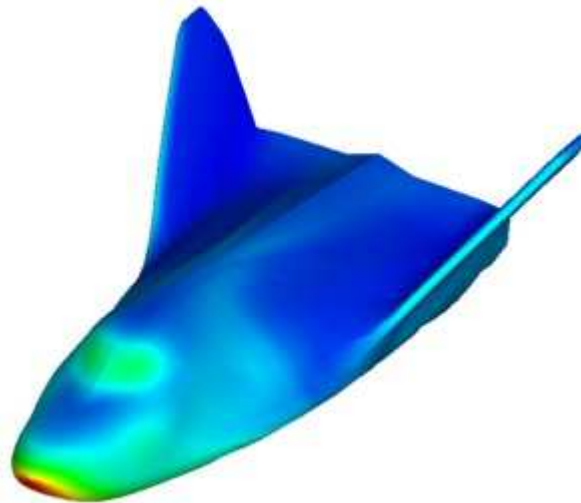


Рисунок 3.4 - Поверхность летательного аппарата

На первом этапе генератор создает набор двумерных контуров модели путем сечения трехмерной модели серией плоскостей, перпендикулярных характерному продольному направлению, выбранному на теле.

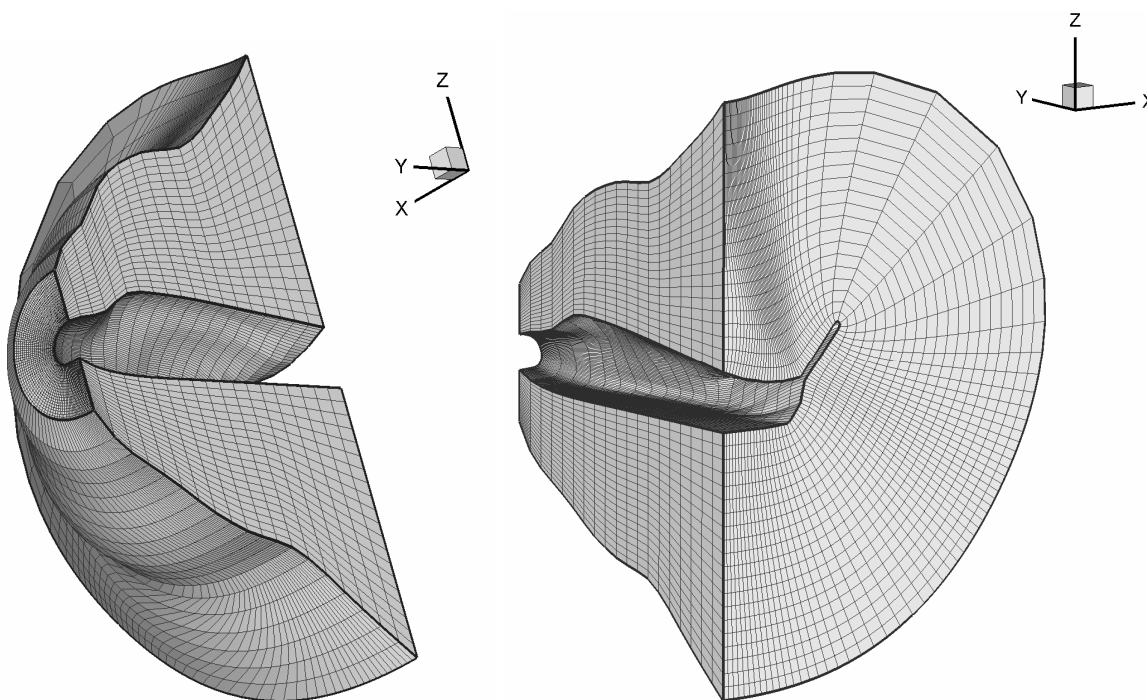


Рисунок 3.5 - Пространственная сетка вокруг летательного аппарата

На втором этапе происходит генерация двумерных сеток для полученных сечений модели. Наконец, на третьем этапе полученные двумерные сетки объединяются в трехмерную структурированную сетку.

Данный алгоритм хорошо работает в случае возможности создания моноблочной структурированной сетки. В ходе дальнейших исследований для ряда практически важных случаев он может быть обобщен и для сеток, состоящих из нескольких блоков. В качестве примера на рисунках 3.4, 3.5 приведена поверхность аппарата и пространственная структурированная сетка, построенная вокруг нее. В данном случае использовалась довольно грубая сетка, поэтому в областях, где присутствуют острые элементы поверхности, ячейки получились слишком крупные. Частично, такие эффекты можно сгладить, применив сгущение узлов в соответствующих участках двумерных контуров, полученных на первом этапе работы генератора.

#### 4 Результаты численного эксперимента для замагниченной плазмы во время и после действия импульсных пучков

Приведем краткое описание полученных результатов. На рисунке 4.1 и рисунке 4.2 приведены распределения статического давления  $P$  и плотности  $\rho$ , которые соответствуют времени  $t = 2,85$  нс сжатия мишени во внешнем магнитном поле.

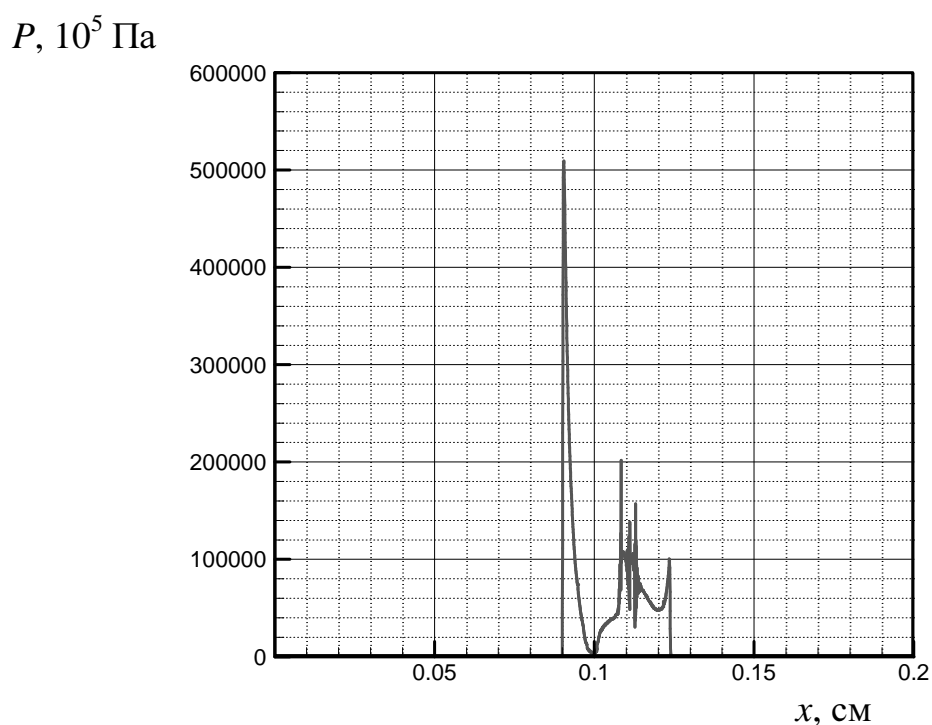


Рисунок 4.1 – Пространственное распределение давления  $P$   
на момент времени  $t = 2,85$  нс

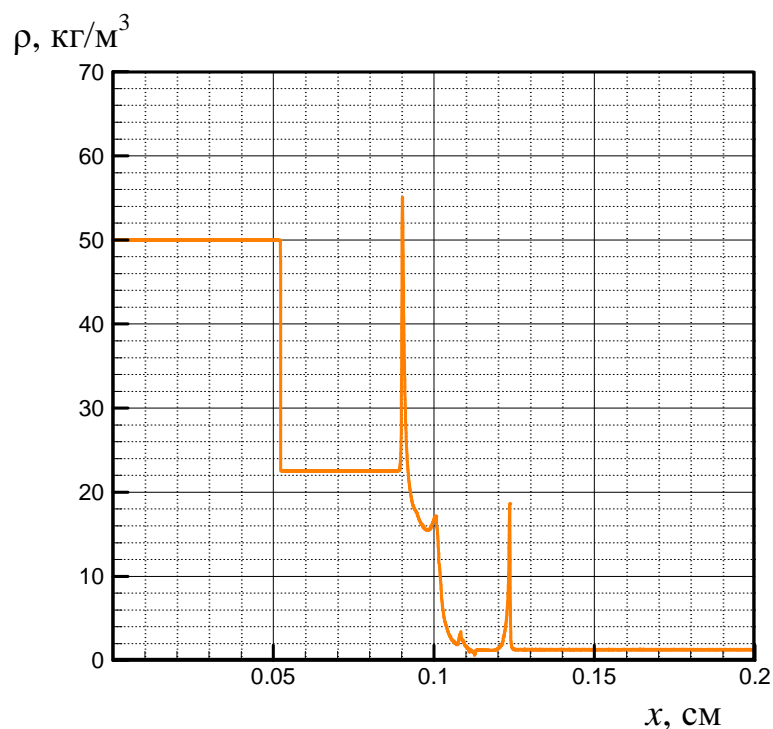


Рисунок 4.2 – Пространственное распределение плотности  $\rho$  на момент времени  $t = 2,85$  нс

Группа расчетов, представленных в работе, проведены для случая воздействия импульсов лазерного ( $Nd$  – лазера) излучения с плотностью потока излучения на уровне  $q_{Laz}$  от  $1 \cdot 10^{12}$  до  $1 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Эти результаты отвечают следующим параметрам математической модели:  $Q_{Fus}^e = 0$ , плотность потока лазерного излучения  $q_{Laz} = 2 \cdot 10^{18}$  Вт/м<sup>2</sup>, время воздействия лазера  $t_{Laz} \in [0,10]$  нс.

На рисунках 4.3 и 4.4 приведены пространственные распределения магнитного  $P_{mag}$  давления и распределение контактной границы, которые соответствуют  $t = 2,14$  нс и  $t = 2,85$  нс сжатия замагниченной мишени.

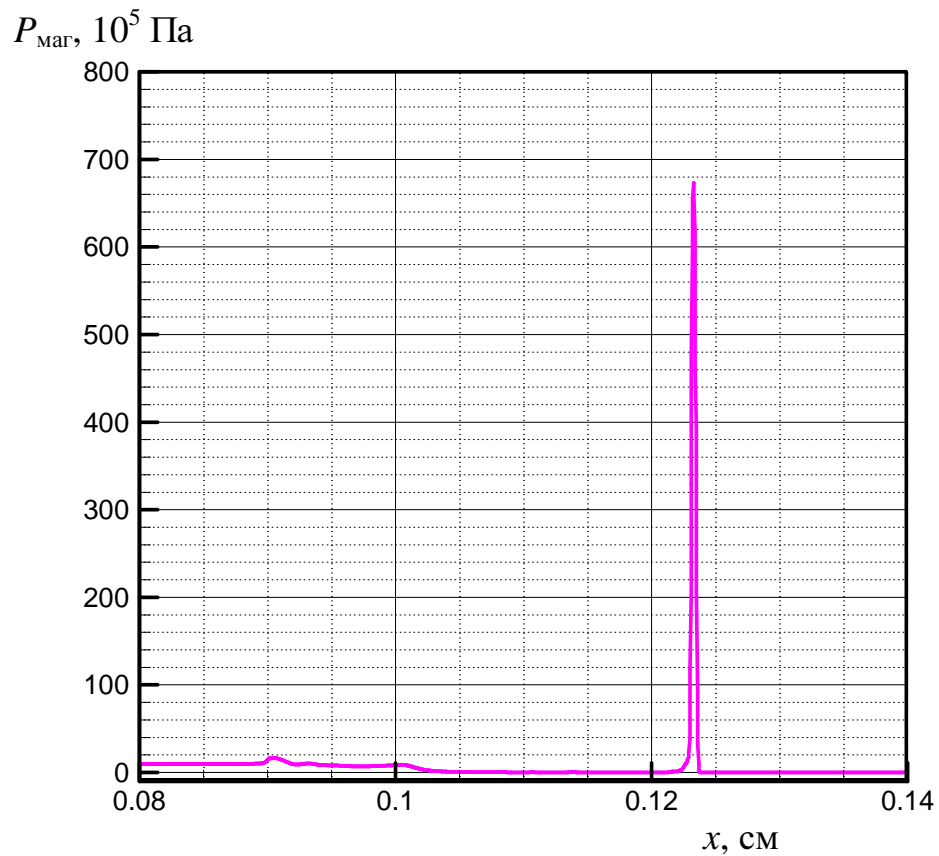


Рисунок 4.3 – Пространственное распределение магнитного давления  $P_{\text{mag}}$  на момент времени  $t = 2,14$  нс

На рисунке 4.5 - 4.7 приведены пространственные распределения магнитного потока лазерного излучения  $W_{\text{las}}$ , распределение скорости  $V$  и температуры  $T$ , которые соответствуют  $t = 2,85$  нс сжатия мишени во внешнем магнитном поле.

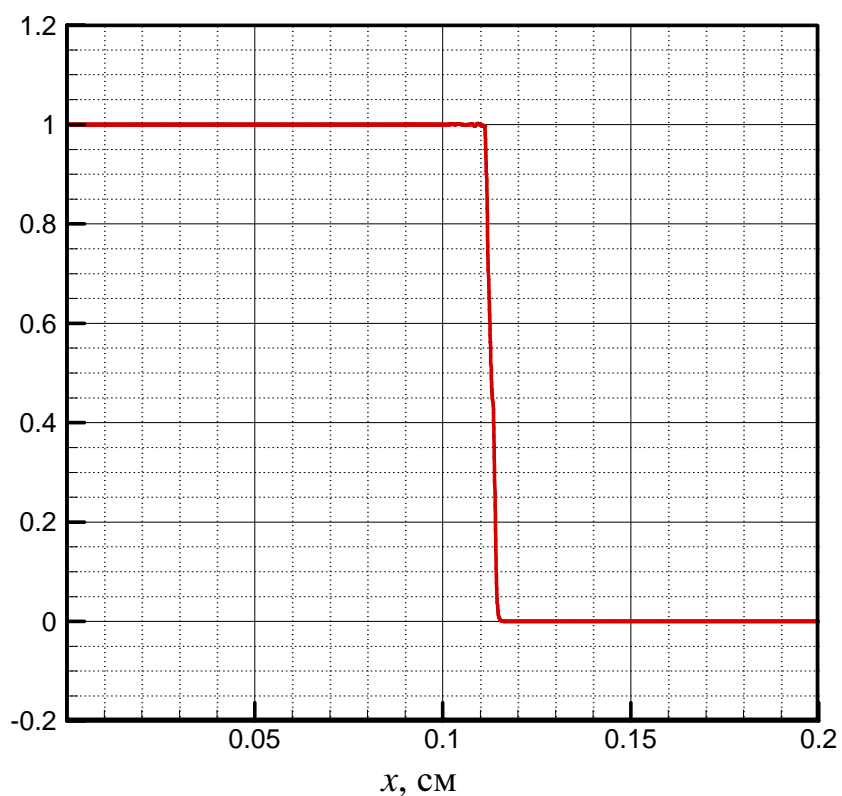


Рисунок 4.4 – Пространственное распределение контактной границы на момент времени  $t = 2,85$  нс

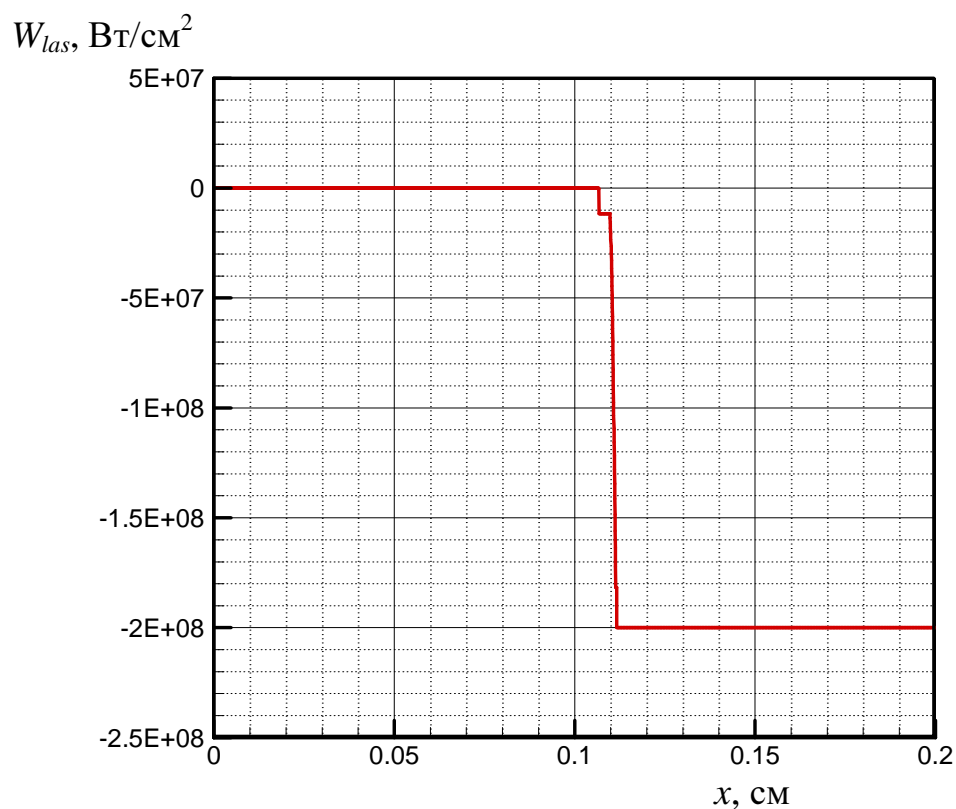


Рисунок 4.5 – Пространственное распределение магнитного потока лазерного излучения  $W_{las}$  на момент времени  $t = 2,85$  нс

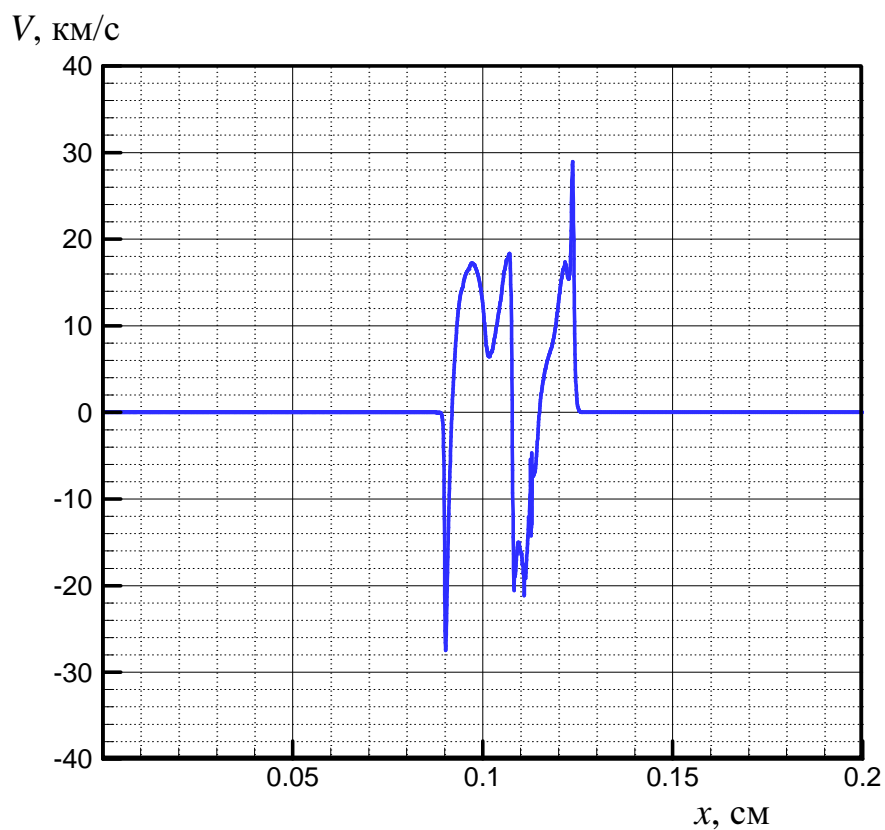


Рисунок 4.6 – Пространственное распределение скорости  $V$  на момент времени  $t = 2,85$  нс

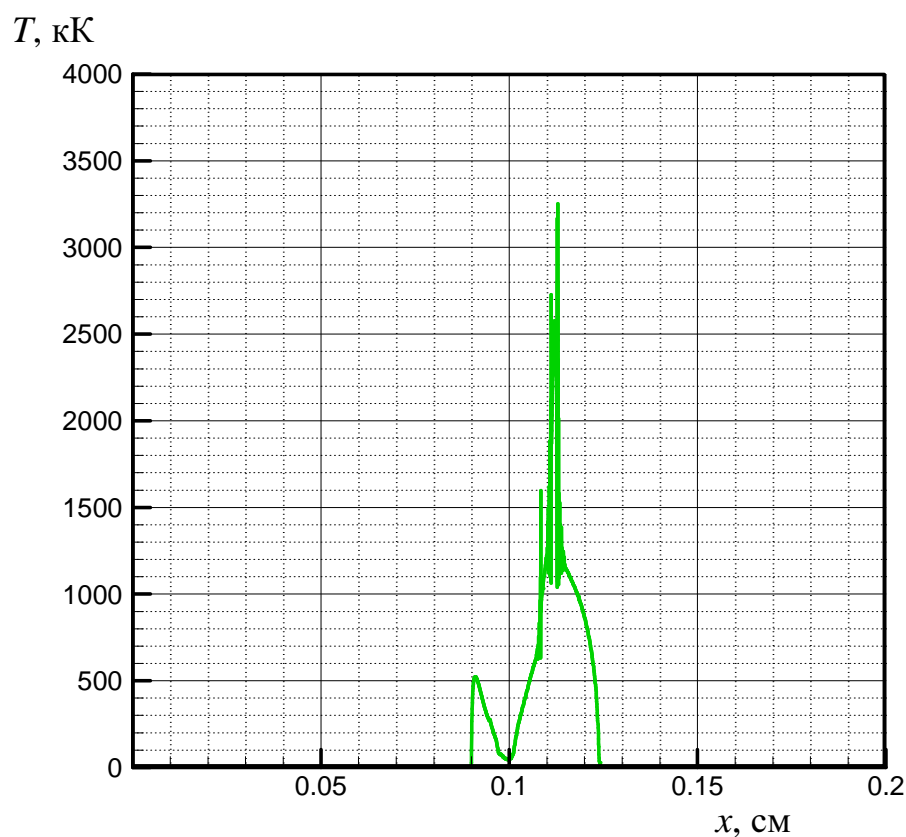


Рисунок 4.7 – Пространственное распределение температуры  $T$  на момент времени  $t = 2,85$  нс

Получены численные результаты для замагниченной плазмы во время и после действия импульсных пучков. Показанные распределения статического давления  $P$  и магнитного давления  $P_{\text{маг}}$ , плотности  $\rho$  и температуры  $T$ , потока лазерного излучения  $q_{\text{лаз}}$ , отвечают следующим параметрам математической модели: локальное энерговыделение  $Q_{\text{Fus}}^e \neq 0$  в электронную компоненту плазмы; плотность потока лазерного излучения  $q_{\text{лаз}} = 6 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>; полуширина лазерного импульса  $\tau = 10$  нс.

Ниже более подробно представлены 1 и 2 контактные границы (рисунки 4.8 и 4.9), пространственные распределения потоков собственного излучения плазмы для разных спектральных диапазонов (рисунки 4.10 - 4.16) и суммарный поток  $W_{\Sigma}$  собственного излучения плазмы (рисунок 4.17) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{\text{Laz}} = 10$  нс).

1 контактная граница

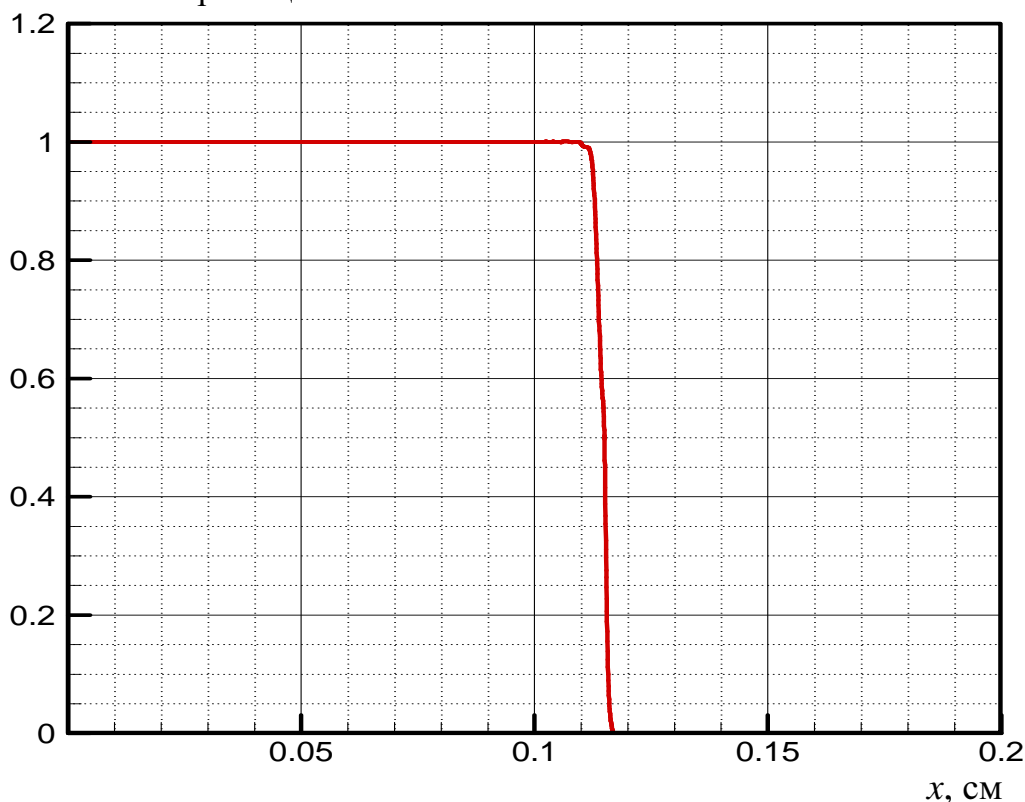


Рисунок 4.8 – Пространственное распределение контактной границы на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{\text{Laz}} = 10$  нс)

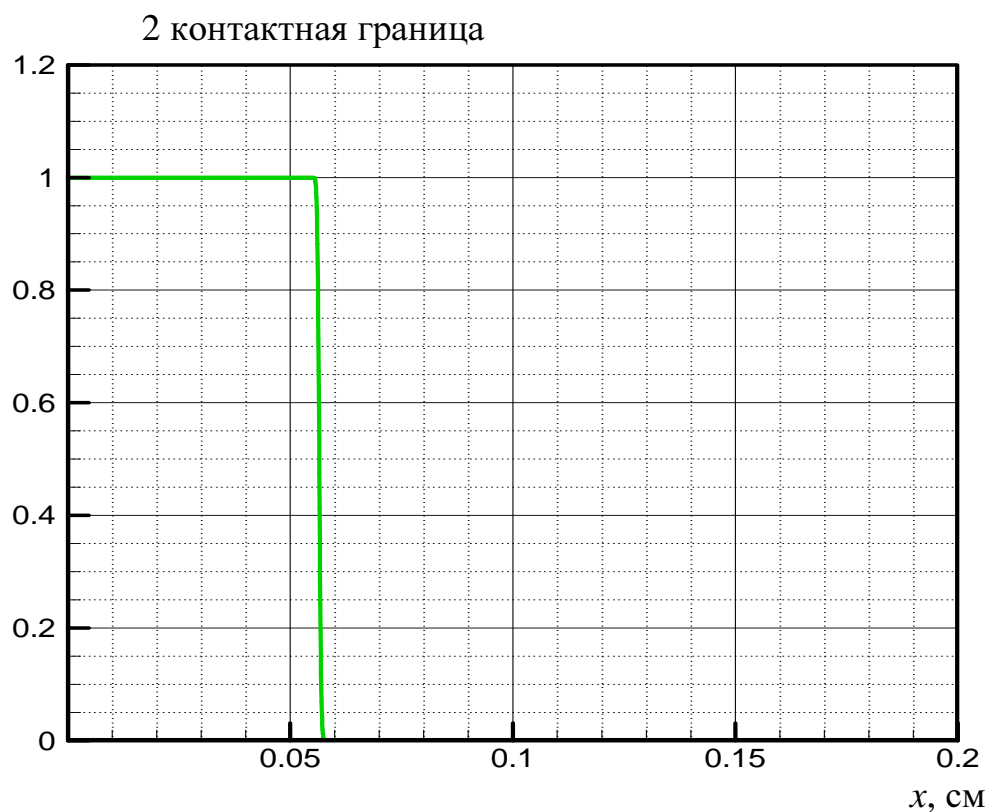


Рисунок 4.9 – Пространственное распределение контактной границы на момент времени  $t = 2,14 \text{ нс}$  ( $t_{Laz} = 10 \text{ нс}$ )

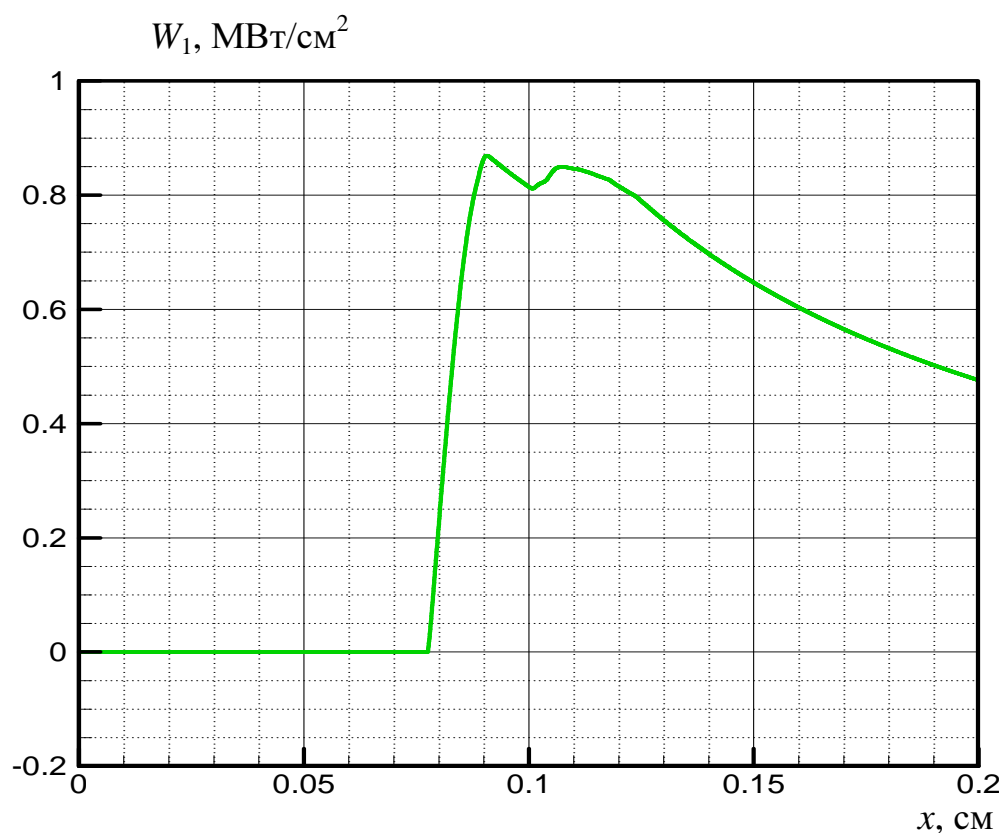


Рисунок 4.10 – Пространственное распределение потока  $W_1$  собственного излучения плазмы (1-й спектральный диапазон от 0 до 0,24797 эВ) на момент времени  $t = 2,14 \text{ нс}$  ( $t_{Laz} = 10 \text{ нс}$ )

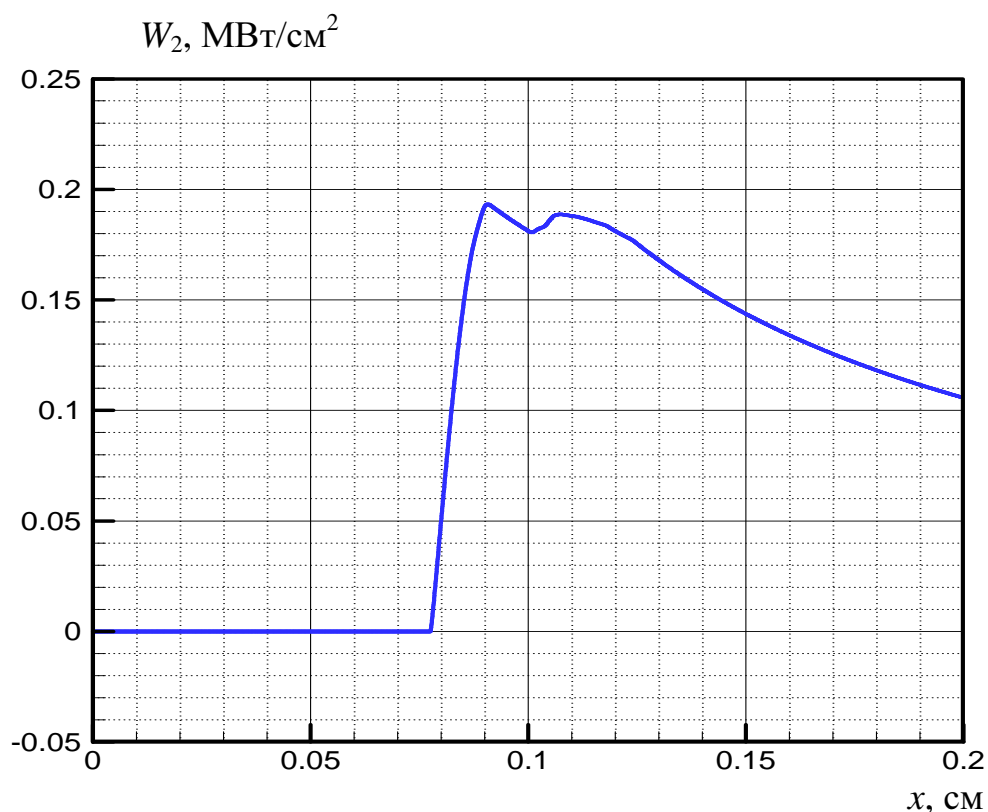


Рисунок 4.11 – Пространственное распределение потока  $W_2$  собственного излучения плазмы (2-й спектральный диапазон от 0,24797 до 3,14 эВ) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

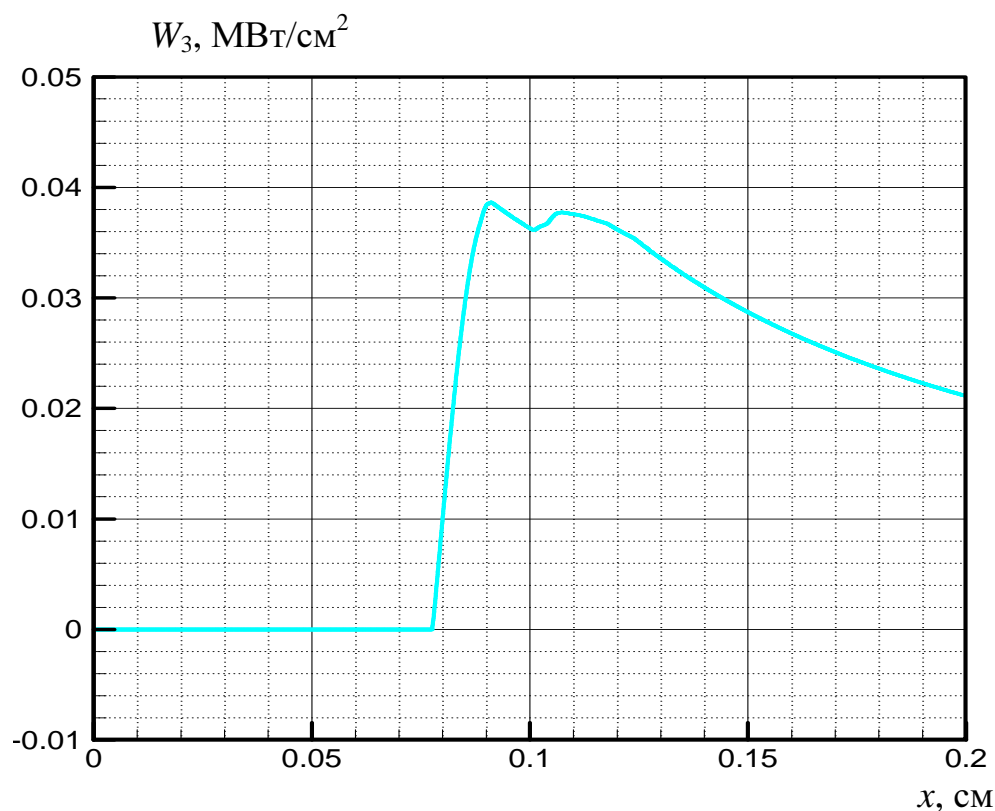


Рисунок 4.12 – Пространственное распределение потока  $W_3$ , [ $\text{MBT}/\text{cm}^2$ ] собственного излучения плазмы (3-й спектральный диапазон от 3,14 до 5,98 эВ) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

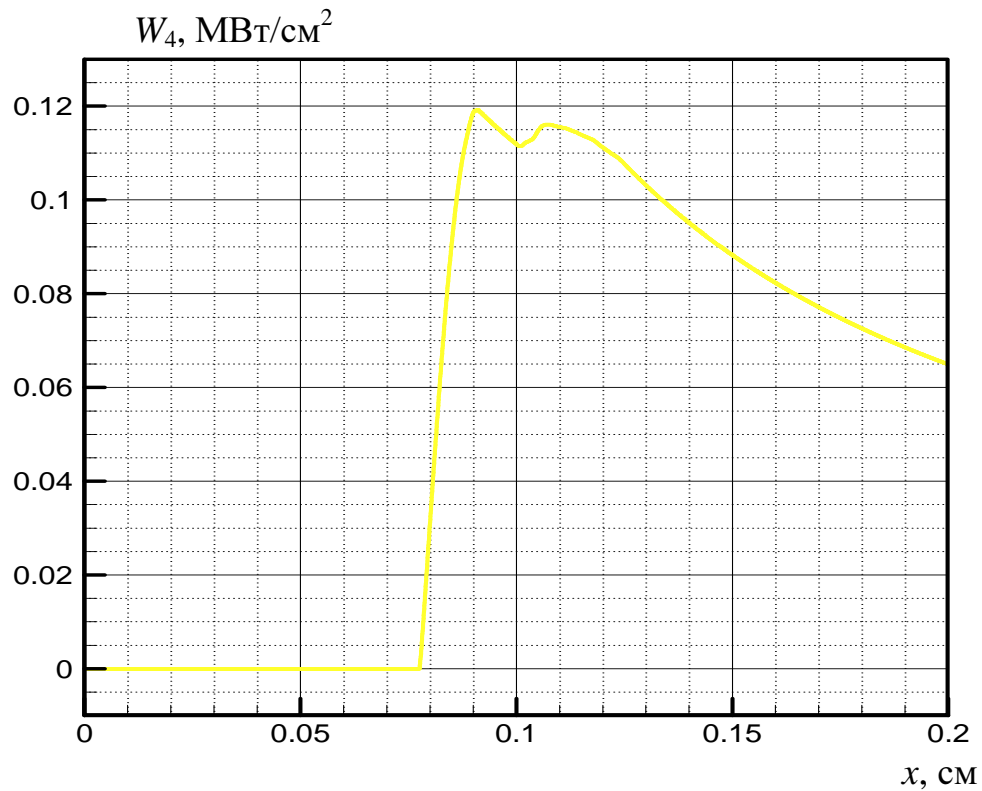


Рисунок 4.13 – Пространственное распределение потока  $W_4$  собственного излучения плазмы (4-й спектральный диапазон от 5,98 до 6,52 эВ) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

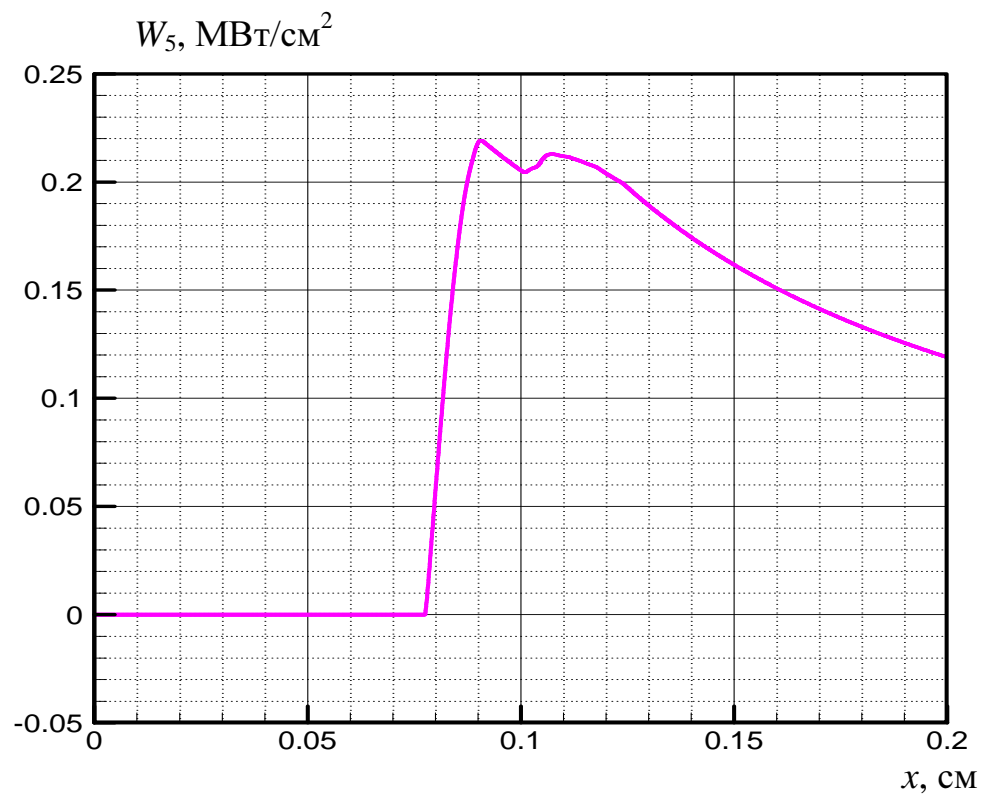


Рисунок 4.14 – Пространственное распределение потока  $W_5$  собственного излучения плазмы (5-й спектральный диапазон от 6,52 до 7,95 эВ) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

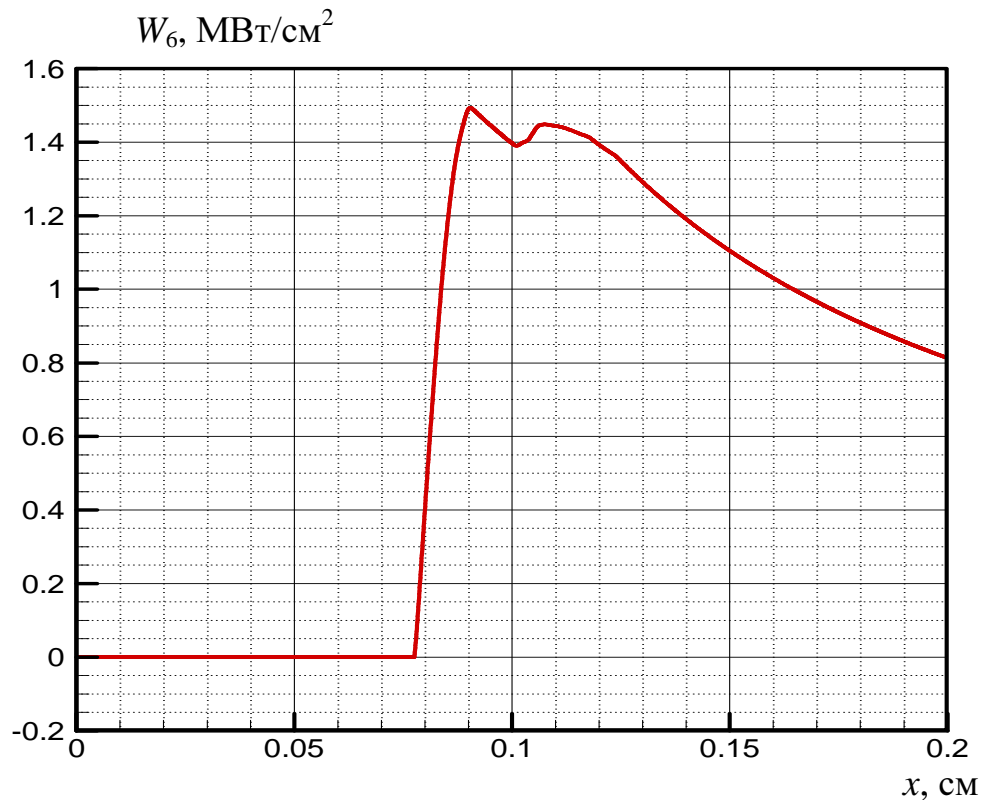


Рисунок 4.15 – Пространственное распределение потока  $W_6$  собственного излучения плазмы (6-й спектральный диапазон от 7,95 до 9,96 эВ) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

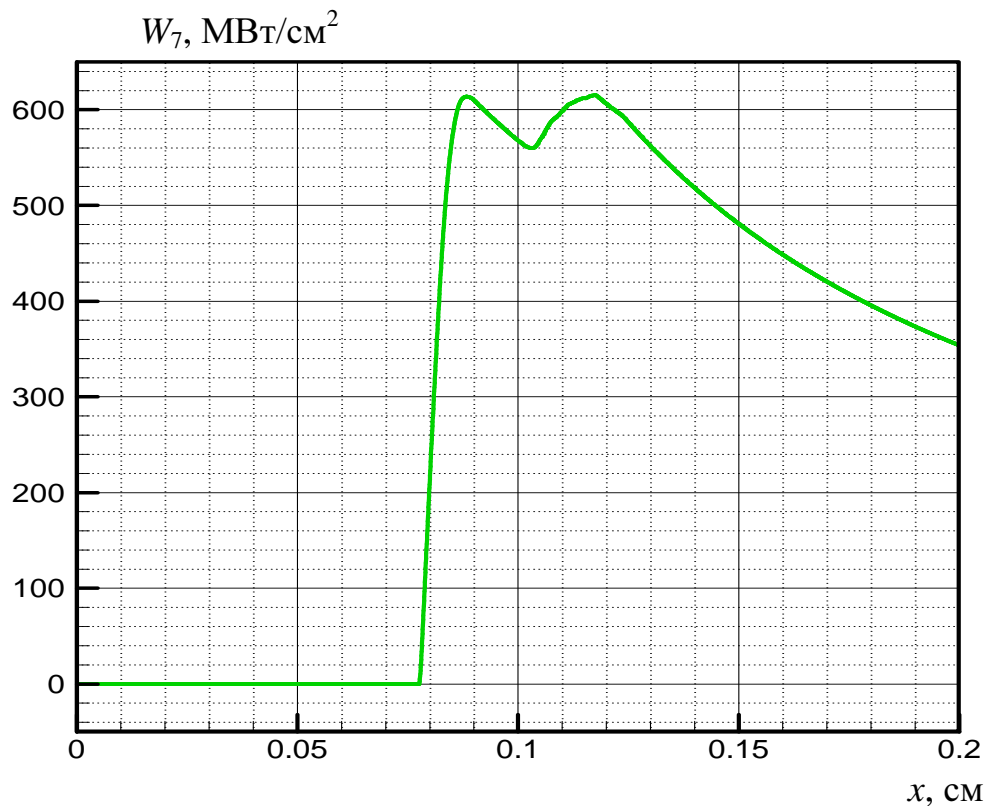


Рисунок 4.16 – Пространственное распределение потока  $W_7$  собственного излучения плазмы (7-й спектральный диапазон от 9,96 до 18,6 эВ) на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

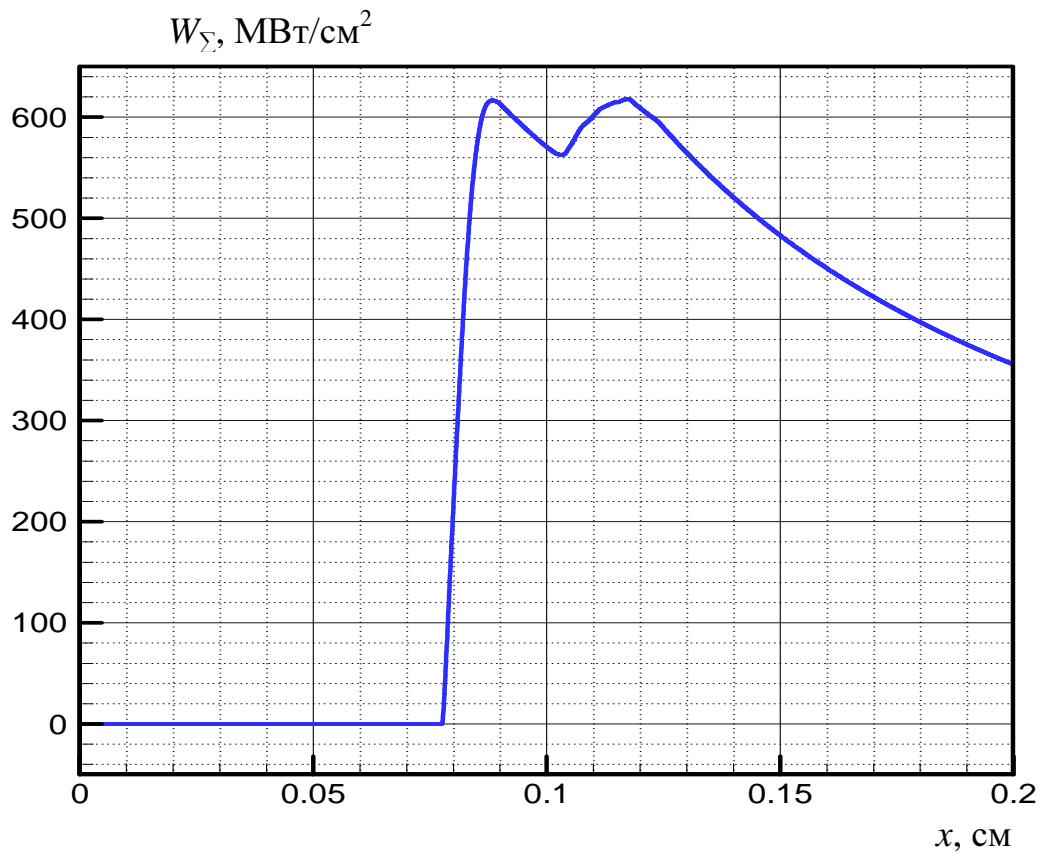


Рисунок 4.17 – Пространственное распределение суммарного потока  $W_{\Sigma}$  собственного излучения плазмы на момент времени  $t = 2,14$  нс ( $t_{Laz} = 10$  нс )

## 5 Обоснование энергетической эффективности с учетом характерных особенностей

Одним из главных факторов, влияющих на эффективность установки, является наличие или отсутствие неустойчивостей. Механизм формирования Рэлей - Тейлоровской неустойчивости заключается в следующем: если рассматривается ускорение (вектор ускорения направлен от разреженной среды к плотной) плотной среды (здесь стенка мишени) с помощью менее плотной (разреженной) среды (этой средой может быть безмассовое магнитное поле или кванты лазерного излучения), то этом случае на контактной границе сред по экспоненциальному закону растут возмущения, которые с течением времени преобразуются в систему нелинейно взаимодействующих струй. Наличие такой неустойчивости в сжимающейся плазме мишени приводит к уменьшению степени сжатия мишени и понижению эффективности передачи энергии от лазера к плазме мишени.

Процесс обжатия мишени импульсными плазменными струями или интенсивным лазерным излучением можно представить в виде нескольких стадий (в случае лазерного драйвера присутствует только вторая и третья стадии). На первой стадии (стадии получения системы струй) – формируется система высокоскоростных импульсных плазменных струй, которые фокусируются на термоядерной мишени. На данной стадии основными параметрами являются:  $L_r$  – характерный радиальный размер расположения плазменных пушек и ускорителей, отсчитываемый от центра системы, например, радиус камеры;  $r_m$  – радиус мишени;  $V_{nc}$  – скорость движения плазменных струй. Эта стадия прекращает свое действие в момент времени  $t_1 = \frac{L_r - r_m}{V_{nc}}$ , когда система струй вступает во взаимодействие с термоядерной мишенью.

На второй стадии (стадии сжатия мишени)  $t_1 \leq t \leq t_1 + t_2$  – происходит сжатие плазменными струями (для лазерного драйвера абляционными силами)

деформируемой плазменной (термоядерной) мишени, которое зависит от скорости компрессии или сжатия. В случае воздействия лазерного излучения на мишень, образуется горячая плазма с плотностью  $\rho \approx 1 \text{ мг/см}^3$  (так называемая плазменная корона), разлетающаяся навстречу лазерному излучению с характерными скоростями  $u$  от  $1 \cdot 10^2$  до  $1 \cdot 10^3$  км/с и создающая сжимающее давление на уровне  $P = 5$  МПа. Эта стадия завершает свое действие в момент времени, когда плазмодинамические параметры мишени достигают значений, необходимых для термоядерного поджига. На третьей стадии (стадии «горения» мишени) осуществляется «зажигание» и термоядерное горение сжатой плазменными струями (или лазерным драйвером) мишени.

В ходе проекта выполнена первоначальная оценка влияния на процесс сжатия мишени магнитогидродинамических неустойчивостей типа Рэлея–Тейлора, Рихтмайера–Мешкова, используя отдельные результаты работ [25, 26].

Существует несколько факторов (которые могут приводить к развитию неустойчивости вида Рэлея-Тейлора), вызывающие ускорение контактной границы. Первый фактор, приводящий к ускорению контактной границы, связан с сильной УВ, которая падает, а затем и проходит через рассматриваемую многослойную цилиндрическую мишень, и это движение УВ может приводить к заметному сжатию сплошных сред. Следующим фактором, вызывающим ускорение контактной границы может быть мощное мгновенное энерговыделение (джоулево тепло) в области слоев (оболочек) мишени или окружающей среды. Очевидно, что в целом в мишени генерация неустойчивости контактной границы может быть вызвана воздействием на неё комбинации двух первых способов ускорения.

Прежде всего отметим, что в рассматриваемом магнитно-инерциальном способе сжатия плазмы важным является импульсный характер сжатия плазмы. В этом случае представляют опасность не все возможные плазменные неустойчивости, а только те из них, которые наиболее быстро нарастают с течением времени (например, Рэлей-Тейлоровская неустойчивость). Рассмотрим

малые возмущения (характерные для начальной стадии развития неустойчивости) гидродинамических параметров плазмы вблизи контактной поверхности (между внешней стенкой мишени и окружающей средой), как течение идеальной жидкости с плотностью  $\rho$ , скоростью  $V = -\nabla\varphi$ , зависящей от потенциала  $\varphi$ , и магнитогиродинамической фазовой скоростью  $\sqrt{a}$ . Решение такой задачи формулируется, как решение волнового магнитогиродинамического уравнения с граничным условием вида:  $\left. \frac{\partial P}{\partial t} \right|_{KT} = 0$ .

Решение этих уравнений находят в виде плоской волны  $\exp(ikn)$ . Тогда дисперсионное соотношение имеет вид  $\omega^2 = \pm ka$ , а решение определяется выражением  $\varphi \approx f(t)\exp(\pm ikn)$ . Отсюда следует, что смещение  $\Delta(t)$  контактной поверхности (в равновесной ситуации она покоится  $\Delta = 0$ ), находящейся в поле объемных сил (с ускорением  $a$ ), может быть описано соотношением с волновым числом  $k$ :  $\Delta = \Delta_0 \operatorname{ch}(\omega t) \cos(kr)$ ,  $\Delta(t=0) = \Delta_0 \cos(kr)$ . Частота колебаний  $\omega$  находится с помощью дисперсионного соотношения:  $\omega^2 = \pm ak$ .

Таким образом, увеличение значения напряженности магнитного поля будет приводить к смещению спектра колебаний в высокочастотную область.

Знак (+) соответствует случаю, когда вектор градиента нормальной (к равновесной форме границы) компоненты магнитного поля  $\nabla B$  и вектор ускорения  $\vec{a}$  контактной границы направлены в одну сторону и  $\operatorname{Re}(\omega) \neq 0$ ,  $\operatorname{Im}(\omega) = 0$ . В этом случае развивается неустойчивость типа Рэлея–Тейлора.

Знак (–) соответствует разнонаправленному случаю векторов  $\nabla B$  и  $\vec{a}$  и  $\operatorname{Re}(\omega) = 0$ ,  $\operatorname{Im}(\omega) \neq 0$ . В этом случае неустойчивость типа Рэлея–Тейлора подавляется с течением времени.

Таким образом, из сказанного следует, что “нарастание магнитного поля в пределах центральной части мишени может частично устранять неустойчивости типа Релей Тейлора”. Т.е. в предлагаемом магнитно-инерциальном способе сжатия и нагрева плазмы имеется возможность стабилизировать положение

контактной границы между плазмой мишени и окружающей средой путем воздействия на неё сжатым в центральной части мишени магнитным полем.

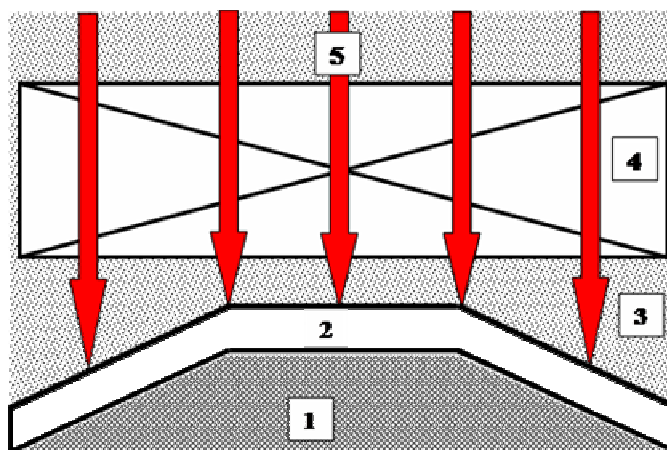
Отметим также, что в магнитно-инерциальном способе сжатия плазмы в термоядерной плазме высокой плотности, находящейся в сильном “вмороженном” в плазму магнитном поле, практически все вылетающие быстрые заряженные частицы испытывают несколько актов “ядерного” рассеяния и удерживаются сжатым магнитным полем. В результате эти быстрые ионы расходуют свою энергию на разогрев прилегающих областей плазмы, что является одним из необходимых условий для распространения волны термоядерного горения в среде. Таким образом, главным в данном способе является не удержание, а именно сжатие и нагрев плазмы (удержание которой увеличивается за счет применения сильного магнитного поля).

В Большой Российской Энциклопедии представлены по отдельности инерциальное и магнитное удержание плазмы, то есть “чистые” инерциальный и магнитный термоядерный синтез. Преимущество же гибридной схемы как раз и состоит в использовании сильных сторон каждого варианта. (Гибридный магнитно-инерциальный способ стремится нивелировать минусы и недостатки обеих схем.)

“Равномерное облучение интенсивным лазерным излучением”, конечно же, является идеальной картиной при облучении мишени системой лазерных пучков, но также рассматривается другой способ облучения мишени, основанный на схеме с хольраумом (hohlraum). Hohlraum - это источник широкополосного рентгеновского излучения, который равномерно со всех сторон облучает мишень и сформирован внешней системой лазерных пучков. К такому сценарию стремятся на всех установках (NIF, LMJ, строящаяся в Сарове лазерная установка УФЛ-2М) и на него опираются при проведении теоретических и численных расчетов.

Технически обоснованным примером, подтверждающим возможность создания нарастающего магнитного поля, сжимающегося вместе с мишенью, являются эксперименты в Китае, России, США и Японии. Приведем несколько

ссылок на результаты экспериментальных работ, опубликованные в высокорейтинговых рецензируемых международных научных журналах и находящихся в открытом доступе [27-31].



1 — центральная часть расчетной области, заполненная D-T смесью; 2 — оболочечная мишень; 3 — разреженная окружающая среда; 4 — индуктор; 5 — лазерное излучение.

Рисунок 5.1 - Принципиальная схема сжатия и нагрева мишени

Мы предлагаем следующую принципиальную схему комбинированного сжатия и нагрева мишени (рисунок 5.1). Она состоит из:

- системы импульсного воздействия на мишени. Она расположена выше мишени и электрического магнита-индуктора. Эта система может быть основана на hohlraum или системе лазеров, либо струй плазменных ускорителей;

- мишени, сжимающей «затравочный» (специально созданный в начальный момент времени) магнитный поток, направленный вдоль геометрической оси симметрии схемы;

- электромагнитной системы. Эта система дополнительно «ускоряет» и «стабилизирует» стенки мишени.

В данной схеме удержание плазмы вдоль оси систем обеспечивается следующими способами:

- магнитной пробкой (в этой конической части мишени в процессе движения стенки к оси системы в стенке индуцируются система кольцевых

токов, которые создают магнитное поле, имеющее конфигурацию характерную для магнитной ловушки), образующейся при диффузии магнитного потока в коническую часть стенки мишени и её сжатия;

- материальным ограничением торцевой части мишени конической заглушкой.

Заметим, что сжатие конической торцевой части мишени лазерным или плазменным драйвером может приводить к формированию направленных вдоль оси симметрии кумулятивных струй плазмы (имеющих скорость  $> 100$  км/с), а также пучка заряженных частиц D-T, которые могут создавать дополнительный нагрев и инициировать термоядерную реакцию в сжатом термоядерном горючем.

Здесь также может наблюдаться явление магнитной кумуляции, которое основано на сжатие магнитного поля (в этом случае магнитный поток  $\bar{\Phi} = \int_S \bar{H} dS = const$  сохраняется) в данной области мишени хорошо проводящей конической оболочкой из слабосжимаемого вещества. С уменьшением (с увеличением времени  $t$  радиус  $r(t)$  поперечного сечения уменьшается) поперечного сечения оболочки  $S \sim r^2(t)$ , напряженность магнитного поля  $H$ , давление  $P \sim H^2$  и энергия магнитного поля  $W(t) \sim SH^2$  возрастают, как  $H(t) \sim \frac{1}{S(t)}$ ,  $P(t) \sim \frac{1}{S^2(t)}$  и  $W(t) \sim \frac{1}{S(t)}$ . В случае схождения оболочки к центру растет и скорость ее внутренней границы  $V(t) \sim \frac{1}{r(t)}$ . Т. е. кинетическая энергия оболочки концентрируется на ее внутренней границе вблизи центральной части мишени, которая заполнена D-T смесью.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках выполнения второго этапа “Компьютерная реализация разработанных методов” базовой части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации № 13.5240.2017/БЧ «Создание научно-технических основ для разработки многоцелевого источника импульсных струй плазмы для технологий нового поколения», было подготовлено несколько статей, входящих в базу данных Scopus и Web of Science [32-42], публикаций в трудах конференций и тезисов докладов, входящих в базы данных РИНЦ и в журналы из Перечня ведущих рецензируемых научных журналов и изданий [43-50]. Представлено 9 обзорных, устных и стендовых докладов на международных и всероссийских конференциях. Выпускник кафедры теплофизики Шумаев В.В. с отличием окончил аспирантуру и получил диплом об окончании аспирантуры по направлению подготовки 03.06.01 Физика и астрономия. Очков А.А. успешно защитил кандидатскую диссертацию [51]. Получено Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018614712 [52] и защищена диссертация на соискание ученой степени доктора наук исполнителем НИР Кузеновым В.В., в отношении которого руководитель проекта является научным консультантом [53].

Полученные научные результаты (модель, методика и схема) являются значимыми для Российской Федерации, а качество результатов соответствует международному уровню с точки зрения новизны, оригинальности, значимости и точности, так как позволяют рассчитывать процессы, протекающие при наличии сильного внешнего магнитного поля.

Научно-технические результаты соответствуют приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники в Российской Федерации, а конкретно направлению: Энергоэффективность, энергосбережение, ядерная энергетика. Фундаментальная значимость научных результатов состоит в том, что полученные результаты имеют практическую востребованность при условии

их доработки (уже получено Свидетельство программы для ЭВМ и подана заявка на патент).

За отчетный период результаты по теме исследования опубликованы в журналах и в сборниках международных конференций, индексируемых в международных системах цитирования (Web of Science, Scopus). С точки зрения оценки инновационного потенциала научных и научно-технических результатов можно сделать вывод, что результаты являются патентоспособными и обладают средним потенциалом коммерциализации.

Второй этап НИР посвящен компьютерной реализации разработанных на первом этапе исполнителями проекта методов. В прошедшем году проведено сравнение разработанных моделей, методов и результатов расчета с действующими и проектируемыми экспериментальными установками, разработана комплексная методика определения плазменных и тепловых потоков для разных конфигураций магнитного поля и интенсивностей лазерного излучения и создана компьютерная программа для проведения полномасштабного численного моделирования, получены результаты численного эксперимента для замагниченной плазмы во время и после действия импульсных пучков и обоснование энергетической эффективности с учетом характерных особенностей. Работа по госзаданию Минобрнауки России на проведение в вузе научно-исследовательских работ выполнена сотрудниками кафедры теплофизики в строгом соответствии с Техническим заданием, к участию в исследованиях привлечены 2 аспиранта кафедры теплофизики МГТУ им. Н.Э. Баумана. Полученный по результатам НИР материал может быть использован в МГТУ им. Н.Э. Баумана при подготовке курсовых и дипломных проектов, магистерских и кандидатских диссертаций по направлению «Ядерная энергетика и теплофизика».

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Кузенов В.В., Лебо И.Г., Лебо А.И., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды (2-е изд.). М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. 328 с.
- 2 Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. М.: Физматлит, 2017. 200 с.
- 3 Кузенов В.В., Рыжков С.В. Численное моделирование процесса лазерного сжатия мишени, находящейся во внешнем магнитном поле // Математическое моделирование. 2017. Т. 29. С. 19-32.
- 4 Рыжков С.В. Современное состояние, проблемы и перспективы термоядерных установок на основе магнитно-инерционного удержания горячей плазмы // Известия РАН. Серия Физическая. 2014. Т. 78, № 5. С. 647-653.
- 5 Ryzhkov S.V. Low radioactive and hybrid fusion - a path to clean energy // Sustainable Cities and Society. 2015. V. 14. P. 313-315.
- 6 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Numerical simulation of the effect of laser radiation on matter in an external magnetic field // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 830. P. 012124.
- 7 Olson G.L. // Journal of Computational Physics. 2007. V. 226. P.1181.
- 8 Osher S., Fedkiw R.P. Level Set Methods and Dynamic Implicit Surfaces. Springer-Verlag, New York, 2002.
- 9 Hu X.Y., Khoo B.C., Adams N.A., Huang F.L. // J. Comput. Phys. 2006. V. 219. P. 553–578.
- 10 Кузенов В.В. Построение регулярных адаптивных сеток в пространственных областях с криволинейными границами // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. 2008. № 1. С. 3-11.
- 11 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Approximate method for calculating convective heat flux on the surface of bodies of simple geometric shapes // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 815. P. 012024.

12 Кузенов В.В., Лебо И.Г., Лебо А.И., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. 328 с.

13 Surzhikov S.T. // Proc. 1st Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. 2003. ESA SP. V. 533. P. 111-118.

14 Суржигов С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 543 с.

15 Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Прикладная физика. 2015. № 2. С. 37-44.

16 Кузенов В.В., Рыжков С.В. Разработка метода расчета физических процессов в комбинированных схемах магнитно-инерционного удержания плазмы // Известия РАН. Серия Физическая. 2016. Т. 80, № 5. С. 659-663.

17 Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 235 с.

18 Сон Э.Е., Терешонок Д.В. Управление сверхзвуковым потоком газа тепловыми вихрями // ТВТ. 2010. Т. 48. С. 3–8.

19 Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе, 2003. 503 с.

20 Накахаси К., Дейуэрт Дж. С. Автоматический метод построения адаптирующихся сеток и его применение в задачах обтекания профиля. Аэрокосмическая техника. 1987. № 12. С. 10-18.

21 Голованов Н.Н. Геометрическое моделирование. М.: Физматлит, 2002.

22 Игнатьев А.А. Построение регулярных сеток с помощью механической аналогии. Математическое моделирование. 2000. Т. 12, № 2. С 101-105.

23 Nakamura S. Noniterative grid generation using parabolic difference equations for fuselage-wing flow calculations. VIII Internat. Conf. Numer. Meth. in Fluid Dynamics. Aachen, Germany. 1982.

24 Alter S.J. The Volume Grid Manipulator (VGM): A Grid Reusability Tool. NASA CR 4772, 1997.

25 Кальдиурола П., Кнопфель Г. Физика высоких плотностей энергий. М.: Мир, 1974.

26 Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. Методы генерации и физические эффекты, связанные с созданием импульсных полей мегаэрстедного диапазона. Изд-во: Мир, 1972. 391 с.

27 <https://energy.sandia.gov/tag/maglif/>

28 Nakamura D., Ikeda A., Sawabe H., Matsuda Y.H., Takeyama S. Record indoor magnetic field of 1200 T generated by electromagnetic flux-compression // Review of Scientific Instruments. 2018. V. 89. P. 095106.

29 Laser-driven magnetic-flux compression in high-energy-density plasmas / O.V. Gotchev [et al.] // Physical Review Letters. 2009. V. 103. 215004.

30 Two-dimensional simulations of thermonuclear burn in ignition-scale inertial confinement fusion targets under compressed axial magnetic fields / L.J. Perkins [et al.] // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 072708.

31 Fusion Yield Enhancement in Magnetized Laser-Driven Implosions / P.Y. Chang [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 035006.

32 Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V. Impact of intense thermal and neutron fluxes on the structural elements of fusion and fission reactors // Physics of Atomic Nuclei. 2018. V. 81, No. 9. P. 1-4.

33 Kuzenov V.V. Compression of magnetized target in the magneto-inertial fusion // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 941. P. 012011.

34 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Plasma dynamics modeling of the interaction of pulsed plasma jets // Physics of Atomic Nuclei. 2018. V. 81, No. 9. P. 1-6.

35 Чирков А.Ю., Рыжков С.В. Воздействие мощных тепловых и нейтронных потоков на элементы конструкции термоядерных и ядерных энергоустановок // Ядерная физика и инжиниринг. 2017. Т. 8, № 6. С. 513-522.

36 Kuzenov V.V., Polyakov K.V., Ryzhkov S.V. Computer simulation of a single-torch system and the interaction of the several capillary torches // Book Series: 20th International Symposium on High-Current Electronics (IEEE Xplore Digital Library). 2018. P. 46-50.

37 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Calculation of the radiation characteristics of the target plasma in magneto-inertial synthesis // *Physics of Atomic Nuclei*. 2018. V. 81, No. 9. P. 1-8.

38 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Approximate calculation of convective heat transfer near hypersonic aircraft surface // *Journal of Enhanced Heat Transfer*. 2018. V. 25 (2). P. 181-193.

39 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Numerical modeling of laser target compression in an external magnetic field // *Mathematical Models and Computer Simulations*. 2018. V. 10, No. 2. P. 255–264.

40 Kuzenov V.V. Interaction of laser beams with magnetized substance in a strong magnetic field // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. V. 980. P. 012009.

41 Kuzenov V.V. Computer modeling of the process of compression and energy release in a laser-irradiated cylindrically symmetric target // *Physics of Atomic Nuclei*. 2017. V. 80, No. 11. P. 1683-1686.

42 Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Computer simulation of thermophysical processes in shock wave generators // 16th International Heat Transfer Conference (IHTC-16). IHTC16-20916. August 10-15, 2018. Beijing, China. P. 7745-7752.

43 Кузенов В.В., Фролко П.А., Шумаев В.В. Численный анализ процессов в импульсной струе капиллярного разряда с испаряющейся стенкой // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2018. Т. 41, вып. 2. С. 105–112.

44 Кузенов В.В., Фролко П.А. Электрореактивный двигатель малой мощности с высокочастотной ионизацией рабочего тела // *Труды ХЛП академических чтений по космонавтике, посвященных памяти академика С.П. Королева и других выдающихся отечественных ученых-пионеров освоения космического пространства*. Москва, 23-26 января 2018. С. 70-71.

45 Коршунова М.Р. Численное моделирование тепловых потоков, направленных к поверхности летательных аппаратов // *Сборник тезисов ХЛП академических чтений по космонавтике «КОРОЛЁВСКИЕ ЧТЕНИЯ»*. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018. С. 75.

46 Кузенов В.В., Рыжков С.В. Численное моделирование физических процессов в одиночной струе и системе капиллярных разрядов с испаряющейся стенкой // Материалы докладов IV Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2018». Москва, НИЯУ МИФИ. 30 января-1 февраля 2018. С. 179-180.

47 Кузенов В.В., Фролко П.А. Компьютерное моделирование плазмогазодинамических процессов в системе капиллярных разрядов // Сборник тезисов докладов XLV Межд. Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2018. С. 269.

48 Кузенов В.В., Рыжков С.В. Плазмодинамическое моделирование взаимодействия импульсных плазменных струй // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9, № 1. С. 63-68.

49 Кузенов В.В., Рыжков С.В. Расчет излучательных характеристик плазмы мишени в магнитно-инерциальном синтезе // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. С. 1-8.

50 Кузенов В.В., Поляков К.В., Рыжков С.В., Студенников Е.С. Расчетные исследования течения совершенного газа вблизи тел простых геометрических форм // Известия вузов. Физика. 2018. Т. 61. № 9/2. С. 42-47.

51 Очков А.А. Разработка универсальной математической модели процесса откачки молекулярным вакуумным насосом, алгоритма и программы расчета оптимальных параметров проточной части высоковакуумных механических насосов в требуемом диапазоне давлений: дис. ... к-та техн. наук. Москва, 2018. 101 с.

52 Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018614712. Численное исследование свойств и структуры группы капиллярных разрядов / В.В. Кузенов, С.В. Рыжков. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 13.04.2018 (Заявка № 2018611710 от 20.02.2018).

53 Кузенов В.В. Математическое моделирование импульсных радиационно-магнитогазодинамических систем: дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Москва, 2018. 372 с.