

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ ПУЧКА ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПРОТОНОВ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА НА ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕДИ ПРИ ЕЕ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКАМИ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 450 ГэВ

А. И. Рязанов^{a*}, А. В. Степаков^a, Я. С. Васильев^a, А. Феррари^{b**}

^a *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

^b *CERN CH-1211, Geneva 23, Switzerland*

Поступила в редакцию 1 февраля 2013 г.

Работа посвящена теоретическому исследованию взаимодействия протонов с энергией 450 ГэВ с материалом коллиматоров Большого адронного коллайдера — медью. Предложена теоретическая модель образования и распространения ударных волн, которая основывается на анализе энергии, выделенной пучком протонов в электронную подсистему материала за счет торможения вторичных частиц, образующихся в результате ядерных реакций при этом облучении на электронной подсистеме материала. Дальнейший процесс передачи энергии от возбужденной электронной подсистемы в кристаллическую решетку описывается с помощью электрон-фононного взаимодействия в рамках модели тепловой вспышки [6–8]. Модель образования ударных волн учитывает процессы обмена энергиями между возбужденными электронной и ионной подсистемами облучаемого материала и основана на гидродинамическом приближении, предложенном Зельдовичем [3]. Эта модель позволяет получить пространственно-временные распределения основных физических величин (температуры ионной и электронной подсистем, плотности, давления и т. д.) в материалах, облучаемых пучками высокоэнергетичных протонов, и исследовать образование и распространение в них ударных волн. Решение системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих законы сохранения массы, энергии и импульса электронов и ионов в переменных Эйлера при распространении ударных волн, основывано на схеме Годунова [12]. Температура, давление и удельная внутренняя энергия вычисляются независимо и отдельно для ионной и электронной подсистем облучаемого материала. Моделирование образования ударных волн в меди проводилось в цилиндрической геометрии для различных размеров и геометрий пучка: для игольчатого пучка (распределение протонов в пучке описывается дельта-функцией Дирака) и пучков конечного радиуса (0.3, 3 и 5 мм) с гауссовым распределением протонов вблизи оси пучка. По результатам численного моделирования сделаны выводы о влиянии размера и геометрии пучка протонов, а также вида выбранных граничных условий на интенсивность образующихся в меди ударных волн и на изменение их физико-механических свойств в пространстве и во времени.

DOI: 10.7868/S0044451014020023

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема создания и разработки радиационно-стойких материалов для коллиматоров Большого адронного коллайдера (БАК) в ЦЕРН существен-

ным образом связана с фундаментальными исследованиями в области физики радиационных поврежденных материалов под действием высокоэнергетичных частиц и анализом физических механизмов взаимодействия с ними, в первую очередь, пучков протонов с энергиями до 7 ТэВ, которые будут ускоряться в БАК в ближайшее время. В настоящее время ряд экспериментов проводится при облучении материалов пучками высокоэнергетичных протонов с энер-

*E-mail: ryazanov@cern.ch

**A. Ferrari

гией 450 ГэВ. Облучение материалов такими пучками протонов приводит к образованию в них высоких уровней радиационных повреждений [1, 2], которые образуются в результате торможения вторичных частиц, возникающих в результате ядерных реакций в этих материалах и упругого рассеяния этих частиц на ядрах атомов материала. Тормозящиеся в материалах пучки вторичных частиц (протоны, π^+ , π^- -мезоны, нейтроны и т. д.) значительную часть своей энергии передают в результате электронного торможения в электронную подсистему облучаемого материала, и затем эта энергия поступает в ионную подсистему в результате электрон-фононного взаимодействия. Высокие уровни неоднородно выделенной энергии в ионной подсистеме материала вблизи пучков протонов с энергией 450 ГэВ создают высокие градиенты температуры и являются причиной возникновения в этих материалах ударных волн, которые могут существенно изменять физико-механические свойства этих материалов (теплопроводность, электропроводность и др.), а также могут вызывать существенные деформации, ведущие к образованию трещин и разрушению этих материалов.

В настоящей работе исследуются физические механизмы взаимодействия пучков протонов с энергией 450 ГэВ с медью. При этом основное внимание уделяется анализу образования ударных волн в меди, облучаемой различными порциями протонов (банчами). Для этих целей предложена теоретическая модель, позволяющая получить пространственно-временные распределения изменений основных термодинамических величин в облучаемых материалах и исследовать образование и распространение ударных волн в этих материалах, находящихся под облучением пучками протонов с энергией 450 ГэВ. Данная модель основана на использовании гидродинамического приближения, предложенного Зельдовичем [3] для описания распространения ударных волн в материалах с использованием анализа основных физических процессов, происходящих в электронной и ионной подсистемах облучаемого материала. При этом для численного решения системы нелинейных уравнений, описывающих этот процесс здесь используется численный метод Годунова, применяющийся для решения уравнений двумерной нестационарной гидродинамики. Используемые здесь нелинейные уравнения описывают законы сохранения массы, импульса и энергии как для ионной, так и для электронной подсистем материала и дополнены соответствующими уравнениями состояния вещества в зависимости от внутреннего давле-

ния и температуры в материале. Передача энергии от высокоэнергетичных протонов происходит благодаря торможению вторичных частиц, образующихся в результате ядерных реакций, на электронной подсистеме с последующей передачей этой энергии в ионную подсистему материала. Процесс передачи энергии от электронной подсистемы в решетку описывается с помощью электрон-фононного взаимодействия в рамках модели тепловой вспышки.

Следует отметить, что анализ образования ударных волн под действием высокоэнергетичного облучения быстрыми частицами рассматривалось в работах [4, 5] в рамках модели, в которой предполагалось, что вся выделенная энергия в результате торможения вторичных частиц сразу передается в кристаллическую решетку материала и электронная подсистема (образование в ней тепловых волн) при этом никак не рассматривается. Анализ распространения ударных волн с учетом электронной и ионной подсистем материала позволяет более точно исследовать влияние распространения электронной тепловой волны на диссипацию энергии вблизи пучка высокоэнергетичных частиц. Это позволяет учитывать существенное влияние дополнительного разогрева кристаллической решетки материала на таких расстояниях, возникающего за счет электрон-фононного взаимодействия и влияющего на распространение ударных волн в облучаемом материале.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Давление p и удельная внутренняя энергия ε облучаемого материала складываются из двух составляющих: упругой и тепловой. Упругая часть связана с силами взаимодействия между атомами твердого тела и не зависит от температуры, но зависит от плотности вещества ρ (или удельного объема $V = 1/\rho$). При абсолютном нуле температуры упругие части равны полному давлению и энергии, поэтому их иногда называют «холодными» давлением и энергией. Тепловая составляющая обусловлена, как следует из названия, нагреванием твердого тела и зависит от его температуры.

С тепловым движением атомов связаны определенные величины энергии и давления. При высоких температурах электронов (порядка десятка тысяч градусов и выше) существенную роль играет тепловое возбуждение электронов [3].

Полные величины давления и энергии можно представить в виде суммы упругих (p_x, ε_x) и тепловых составляющих для ионной и электронной под-

систем материала. Разобьем тепловые слагаемые на две части: слагаемые, отвечающие тепловому движению атомов (ядер), ε_T , p_T , и слагаемые, отвечающие тепловому возбуждению электронов, ε_e , p_e . Соответственно полное давление и удельная внутренняя энергия запишутся в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_T + \varepsilon_e, \quad (1)$$

$$p = p_x + p_T + p_e. \quad (2)$$

3. МОДЕЛИ ТЕПЛОВОЙ ВСПЫШКИ И КУЛОНОВСКОГО ВЗРЫВА

Помимо того, что электроны существенно влияют на термодинамические и физические свойства материалов, учет их также важен и для формирования правильной физической модели передачи энергии быстрых вторичных частиц кристаллической решетке в результате торможения их на электронной подсистеме материала. Существующее в настоящее время рассмотрение образования треков в металлах под действием облучения их тяжелыми ионами основывается в основном на так называемой модели тепловой вспышки (Т-вспышка) [6–8], которая в ряде случаев позволяет объяснить возникновение высоких температур в материалах при облучении их высокоинтенсивными пучками быстрых частиц.

При торможении в материале быстрой тяжелой заряженной частицы с энергиями $E_1 > 1$ МэВ/нукл. более 90 % этой энергии переходит в электронную подсистему за счет электронного торможения и лишь порядка 10 % энергии передается непосредственно атомам кристаллической решетки материала в результате упругих столкновений тяжелых ионов с атомами решетки. Последующий разогрев материала происходит за счет передачи энергии от электронов к ионам в результате процессов, описываемых в рамках моделей Т-вспышки и кулоновского взрыва [9, 10]. В результате этих процессов температура ионной подсистемы может достигать существенных величин — температуры плавления для металлов.

Суть модели Т-вспышки заключается в том, что в электронной подсистеме существует эффективный источник энергии в области оси трека, который, благодаря электронной теплопроводности, приводит к разогреву электронной подсистемы на расстояниях, больших по сравнению с размерами трека (за характерное время термализации электронной подсистемы, которое в металле порядка 10^{-16} с). В дальнейшем, благодаря электрон-фононному взаимодей-

ствию, электроны передают часть своей энергии ионной подсистеме кристаллической решетки (характерное время электрон-фононного взаимодействия в металле порядка 10^{-13} с), что приводит к разогреву ионной подсистемы. Отсюда следует, что электроны термализуются за времена, значительно меньшие, чем характерные времена теплообмена между электронами и ионной подсистемой.

Рассмотрим теперь физические процессы, которые приводят к дополнительному разогреву ионной и электронной подсистем в рамках модели кулоновского взрыва. При пролете быстрой заряженной частицы через материал вблизи траектории образуются быстрые δ -электроны, направление движения которых перпендикулярно треку. В результате этого в течение характерного времени существования δ -электронов возникает эффективное электрическое поле, величина и распределение которого были найдены в работе [9]. Ионы, находящиеся в зоне действия этого поля, приобретают дополнительную кинетическую энергию и импульс. Таким образом, в рамках модели кулоновского взрыва в системе существует механизм, позволяющий увеличить среднюю кинетическую энергию ионной подсистемы и соответственно ее температуру [10].

В теоретической модели, рассматриваемой в данной работе, используется модель Т-вспышки. Механизм кулоновского взрыва будет включен в нее на следующих этапах работы. Начальное распределение энергии, выделенной в электронную подсистему за счет торможения продуктов ядерных реакций, рассчитывалось с помощью программы FLUKA [11], разработанной для моделирования распространения и взаимодействия частиц и электромагнитного излучения широкого диапазона энергий в материалах мишени. Расчет проводится на основе метода Монте-Карло. Потери энергии заряженными частицами рассчитываются на основе теории Бете. Многократное кулоновское рассеяние описывается с помощью теории Мольера. Распределение вдоль оси пучка выделенной энергии, приходящейся на один протон, после прохождения одного банча в зависимости от размера пучка представлено ниже на рис. 1.

4. ФИЗИЧЕСКАЯ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛИ

Для двухтемпературной модели среда, в которой будут протекать рассчитываемые физические процессы, предполагается состоящей из двух видов частиц: ионов и электронов.

Образование ударных волн в твердом теле описывается в гидродинамическом приближении [3] с плотностью частиц ρ и общим вектором их скорости $\mathbf{u} = (u, v)$. Однако распределения температуры T , давления p и удельной внутренней энергии ε (для единицы массы среды) соответственно для ионной (T_i, p_i, ε_i) и электронной (T_e, p_e, ε_e) подсистем предполагаются различающимися между собой в каждой точке пространства и времени.

Система дифференциальных уравнений в рамках предложенной и рассматриваемой здесь модели среды, в которой распространяется ударная волна, записанная в форме законов сохранения в переменных Эйлера, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_k) + \frac{\partial}{\partial x_l} (\rho u_l u_k) + \frac{\partial p}{\partial x_k} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon_i) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \varepsilon_i u_k) + p_i \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_i \frac{\partial T_i}{\partial x_k} \right) + c_{ei} (T_e - T_i) + Q_i, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon_e) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \varepsilon_e u_k) + p_e \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_e \frac{\partial T_e}{\partial x_k} \right) + c_{ei} (T_i - T_e) + Q_e, \end{aligned} \quad (6)$$

$$p = p_i + p_e. \quad (7)$$

Уравнение (3) — закон сохранения вещества, уравнение (4) — закон сохранения импульса, уравнения (5) и (6) — законы сохранения энергии соответственно для ионной и электронной подсистем материала.

Слагаемые, стоящие в правых частях уравнений (5), (6), необходимы для учета релаксационных процессов обмена энергией между ионами и электронами. Участвующие в них коэффициенты c_{ei} и коэффициенты теплопроводности K_i, K_e могут зависеть от искомым функций, а также от пространственных переменных и времени. Соответствующие диффузионные слагаемые $\text{div}(K \text{grad} T)$ описывают перенос тепла ионами и электронами, соответственно в решеточной и электронной подсистемах облучаемого материала.

Величины Q_i и Q_e в уравнениях (5), (6) определяют источники тепла, которые передают энергию

соответственно в ионную и электронную подсистемы облучаемого материала и могут быть рассчитаны соответственно в рамках моделей кулоновского взрыва и тепловой вспышки.

Для решения задачи была использована разностная схема, которая позволяет решить начально-краевые задачи для системы нестационарных уравнений теплопроводной гидродинамики в переменных Эйлера. Схема предназначена для расчета плоских течений. Главными отличительными принципами этой технологии являются консервативность, адаптируемость к особенностям течений, сохранение групповых свойств дифференциальной задачи. Основой данного алгоритма является схема Годунова [12].

Схема основана на разбиении области течения на подобласти. Она включает три этапа: разбиение области, движение границ и построение сетки в каждой подобласти. Каждая подобласть разбивается двумя семействами координатных линий на криволинейные четырехугольники — ячейки сетки. Сетка изменяется на каждом шаге по времени, подстраиваясь под характер газодинамических течений, поэтому ее конфигурация может быть достаточно сложной, а стороны ячеек существенно криволинейными. Для аппроксимации сторон ячеек используются дуги окружностей и, как частный случай, отрезки прямых. Гидродинамические величины и температура задаются в центрах ячеек. Расчетные формулы строятся на основе интегральных законов сохранения, записанных для отдельной ячейки сетки на интервале времени от t до $t + \tau$ с учетом движения сетки. Шаг по времени определяется из условия устойчивости явной разностной схемы для уравнения газовой динамики без учета теплопроводности. Расчет теплового потока на сторонах ячеек основан на приближении температуры в окрестности каждой стороны ячейки интерполяционным многочленом, построенным методом наименьших квадратов, по значениям температуры на некотором многоточечном шаблоне.

Для оценки параметров, определяющих точность проводимых численных расчетов, и выбора оптимальной величины шага по пространству и максимально допустимого шага по времени в настоящей работе были проведены дополнительные численные тестовые расчеты, в которых точность расчетов при уменьшении шага по времени и по пространству в два раза увеличивалась до тех пор, пока величина расхождений в результатах полученных расчетов с данной точностью и точностью в два раза большей не становилась меньше 0.5%. В итоге сетка по пространственным координатам была выбрана так,

чтобы по радиальному направлению было 80 ячеек, а по аксиальному — 160. Максимальный шаг по времени был выбран равным 0.1 нс.

5. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Динамика распространения ударных волн была исследована на примере облучения протонами с энергией 450 ГэВ медного цилиндра высотой 150 см и радиусом 1 см. Облучение нестационарно и происходит отдельными банчами, каждый из которых содержит 10^{11} частиц. Интервал между банчами равен 25 нс, а длительность 2.5 нс. Расчет проводился для 400 и 1000 банчей протонов с энергией 450 ГэВ, что соответствует времени облучения, равному соответственно 10000 и 25000 нс.

5.1. Граничные условия

Настоящая задача решалась в рамках двух моделей граничных условий, которые соответствовали моделям свободной поверхности и условию полного отражения.

5.1.1. Условие свободной поверхности

Условие свободной поверхности облучаемого материала основывается на модели, в которой предполагается отсутствие напряжений (давления) на поверхности облучаемого материала. Это граничное условие может быть записано в следующем виде:

$$p_{z=0} = p_{z=l} = p_R = 0. \quad (8)$$

Граничное условие для температуры на поверхности облучаемого материала соответствует комнатной температуре и записывается в виде

$$T_{z=0} = T_{z=l} = T_R = 300 \text{ К}. \quad (9)$$

5.1.2. Условие полного отражения ударных волн от поверхности

Граничное условие полного отражения ударных волн на поверхности облучаемого материала основывается на модели отсутствия потоков атомов (вещества) и отсутствия тепловых потоков (градиентов температуры) для электронной и ионной подсистем на поверхности облучаемого материала. Оно может быть записано в следующем виде:

$$(\rho v_n)_{z=0} = (\rho v_n)_{z=l} = (\rho v_n)_{r=R} = 0, \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{z=0} = \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{z=l} = \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = 0. \quad (11)$$

5.1.3. Начальные условия для расчетов образования ударных волн и решения системы нелинейных гидродинамических уравнений

В качестве начального значения для плотности меди использовалась $\rho_{t=0} = 8.92 \text{ г/см}^3$. Начальная скорость атомов облучаемого материала принималась равной нулю ($v_{t=0} = 0$). Начальные температуры ионной и электронной подсистем материала соответствовали комнатной температуре:

$$(T_i)_{t=0} = 300 \text{ К}, \quad (T_e)_{t=0} = 300 \text{ К}. \quad (12)$$

Моделирование проводилось для различных геометрий пучка протонов: игольчатого пучка и трех пучков с гауссовым распределением протонов и радиусами 0.3, 3 и 5 мм. Начальное распределение энергии, выделенной в электронную подсистему за счет торможения продуктов ядерных реакций, для игольчатого пучка рассчитывалось с помощью программы FLUKA. Данное распределение представлено на рис. 1. Для гауссовых пучков распределение энергии, выделенной в электронную подсистему, определялось с помощью представления гауссового пучка как суммы игольчатых пучков с различным смещением осей относительно оси медной мишени и суммирования энергий, выделенных в электронную подсистему каждым пучком, с учетом плотности протонов в месте расположения оси пучка:

$$E(\mathbf{r}) = \int_S P(r') E_1(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}', \quad (13)$$

где $E_1(\mathbf{r})$ — распределение энергии, выделенной в электронную подсистему, для игольчатого пучка, а $P(r)$ — плотность распределения протонов в пучке,

$$P(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (14)$$

дисперсия σ связана с радиусом пучка R_b выражением

$$R_b = 2\sigma. \quad (15)$$

Полученные таким образом распределения энергии, выделенной в электронную подсистему меди за счет торможения продуктов ядерных реакций (вторичных частиц), для игольчатого пучка и гауссовых пучков протонов с энергией 450 ГэВ и радиусами 0.3, 3 и 5 мм представлены на рис. 1. При этом расчеты показывают, что распределения энергии, выделенной

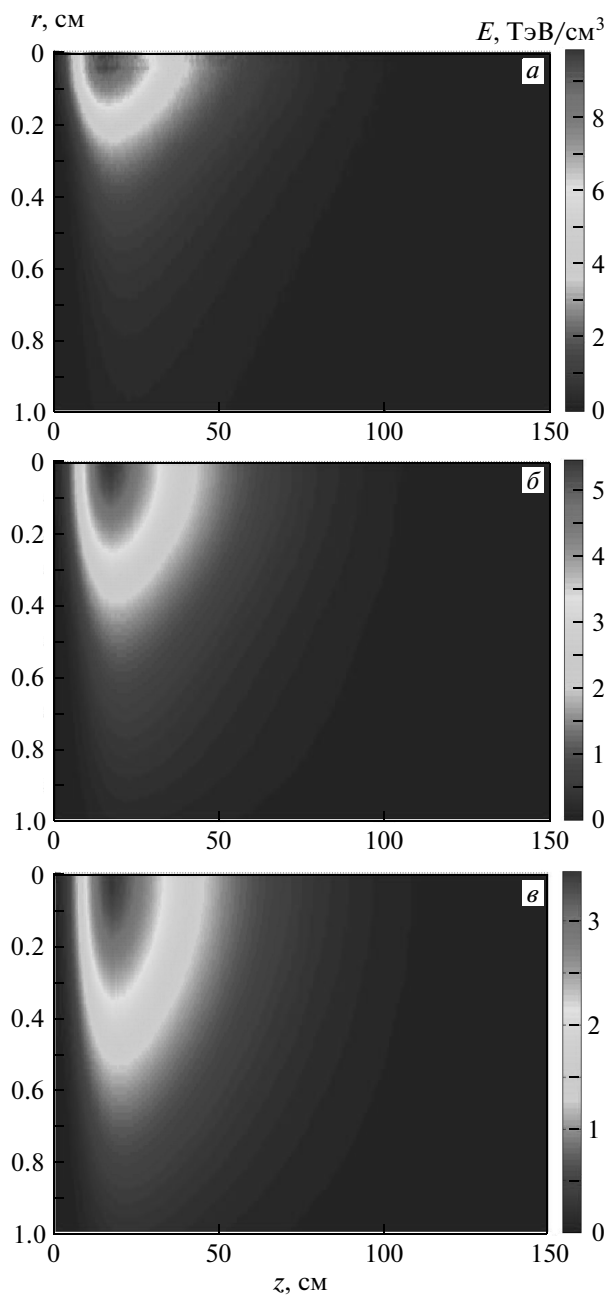


Рис. 1. Распределения энергии, выделенной в электронную подсистему меди и приходящейся на один протон с энергией 450 ГэВ, в цилиндрической геометрии вблизи траектории движения протона в меди в цилиндрической области радиуса r в зависимости от глубины z проникновения протонов для различных пучков протонов: *а* — игольчатого и гауссова пучков радиуса 0.3 мм; *б* — гауссова пучка радиуса 3 мм; *в* — гауссова пучка радиуса 5 мм

в электронную подсистему меди вблизи игольчатого и гауссова пучков протонов радиусом 0.3 мм с энергией протонов 450 ГэВ, совпадают.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе впервые исследовано распространение ударных волн в материалах коллиматора БАК с помощью двухтемпературной модели для твердого тела с учетом механизмов обмена энергией между электронной и ионной подсистемами с использованием модели Т-вспышки. В рамках этой модели предполагается, что при облучении материала протонами с энергией 450 ГэВ в результате ядерных реакций образуются быстрые вторичные частицы (пионы, протоны, электроны и т. д.), которые в результате электронного торможения передают основную энергию в электронную подсистему. Далее в результате электрон-фононного взаимодействия энергия от электронов переходит в ионную подсистему, приводя к существенному разогреву ионной подсистемы и возникновению больших градиентов температуры в материале вблизи пучка протонов с энергией 450 ГэВ. Теоретические расчеты образования и распространения ударных волн проводились для меди с плотностью $\rho = 8.92 \text{ г/см}^3$ в цилиндрической геометрии для цилиндра высотой 150 см и радиусом 1 см, облучаемого пучком протонов с энергией 450 ГэВ. Вложение энергии в электронную подсистему меди за счет электронного торможения быстрых вторичных частиц, образующихся в меди в результате ядерных реакций при этих энергиях протонов, происходило через каждые 25 нс (что соответствует интервалу между банчами в БАК) и длилось 2.5 нс (что соответствует длительности одного банча в БАК). При этом учитывалось, что в каждом банче пучка протонов находилось 10^{11} протонов. Рассмотрение распространения ударных волн основывалось на численных расчетах системы нелинейных уравнений для двумерной (цилиндрической) геометрии. В этой модели использовались законы сохранения вещества, импульса для электронов и ионов мишени материала, суммарной энергии электронной и ионной подсистем материала, а также уравнения состояния для электронов и ионов в рассматриваемом материале. Численные расчеты проводились вплоть до времен, равных 25000 нс.

Из полученных численных результатов, которые представлены на рисунках, видно, что вблизи оси трека образуется «дырка» (область с очень низкой

плотностью ($1 \cdot 10^{-4}$ – $1 \cdot 10^{-3}$ г/см³) и температурами, достаточными для образования в меди плазменных состояний).

Результаты моделирования для граничных условий полного отражения ударных волн от поверхности облучаемого образца представлены на рис. 2–4. Из рисунков видно, что вблизи оси трека образуется область с пониженной плотностью. Интенсивность разрежения плотности в данной области и ее размер зависят от радиуса пучка. Наиболее сильное разрежение характерно для игольчатого пучка протонов и гауссова пучка радиусом 0.3 мм (плотность материала в области разрежения падает до 1.0–1.5 г/см³ после облучения 1000 банчами протонов). Для гауссовых пучков большого радиуса (3 и 5 мм) характерно меньшее разрежение плотности материала (3.0–3.5 г/см³ для пучка радиусом 3 мм и 4.5–5.0 г/см³ для пучка радиусом 5 мм после облучения 1000 банчами протонов). Поскольку при данных граничных условиях поток вещества через границы цилиндра отсутствует, происходит накопление вещества вблизи боковой поверхности (плотность материала в области накопления вещества достигает 9.5–10.5 г/см³).

В области разрежения происходит сильное увеличение температуры по сравнению с остальными частями цилиндра за счет обмена энергией между электронной и ионной подсистемами, причем рост температуры происходит не линейно, а ускоряется с уменьшением плотности вещества (за счет снижения теплоемкости). Для игольчатого и гауссова пучков радиусом 0.3 мм температура в разреженной области достигает 17000 К после прохождения 400 банчей протонов и 60000 К после прохождения 1000 банчей протонов. Для гауссовых пучков радиусами 3 и 5 мм соответствующие температуры составляют примерно 10000 и 7000 К после 400 банчей и 25000 и 15000 К после 1000 банчей. В поперечном сечении цилиндра, проходящем через область разрежения, образуется область повышенного давления (максимальное давление составляет $(1.4$ – $1.6) \cdot 10^{11}$ эрг/см³ и слабо зависит от геометрии пучка).

Величины минимальной плотности, максимальной температуры и максимального давления в области основного энерговыделения в электронную подсистему для четырех типов пучков (игольчатого пучка и гауссовых пучков радиусами 0.3, 3 и 5 мм) при временах облучения 10 нс (400 банчей протонов) и 25 нс (1000 банчей протонов) для граничных условий полного отражения ударных волн от поверхности облучаемого образца представлены в табл. 1. Как показывают результаты численного мо-

Таблица 1. Экстремальные значения величин плотности материала, температуры и давления в области основного энерговыделения в электронную подсистему для всех исследованных типов пучков протонов

	ρ_{min} , г/см ³	T_{max} , К	P_{max} , 10 ¹¹ эрг/см ³
$R_b = 0$, $t = 10$ нс	3.7	17000	1.65
$R_b = 0$, $t = 25$ нс	1.3	60000	3.50
$R_b = 0.3$ мм, $t = 10$ нс	3.7	17000	1.65
$R_b = 0.3$ мм, $t = 25$ нс	1.3	60000	3.50
$R_b = 3$ мм, $t = 10$ нс	5.9	10100	1.56
$R_b = 3$ мм, $t = 25$ нс	3.4	25200	3.34
$R_b = 5$ мм, $t = 10$ нс	7.1	6800	1.47
$R_b = 5$ мм, $t = 25$ нс	5.2	15700	3.25

делирования, наиболее сильное разрежение материала (до 1.3 г/см³), наиболее сильный нагрев его (до 60000 К) и наибольшая величина внутреннего напряжения (давления) материала (до $3.5 \cdot 10^{11}$ эрг/см³) в области основного энерговыделения в электронную подсистему характерны для игольчатого пучка протонов и гауссова пучка меньшего радиуса 0.3 мм. Для гауссовых пучков большого радиуса (3 и 5 мм) характерно снижение эффектов облучения с увеличением радиуса пучка протонов. Следует отметить, что величина максимального давления может существенно превышать предел прочности для меди ($(2.5$ – $6.5) \cdot 10^9$ эрг/см³) уже при облучении 400 банчами протонов. Это говорит о том, что при временах облучения меньших 10 нс начинается разрушение материала в поперечном сечении цилиндра, проходящем через область основного энерговыделения в электронную подсистему материала.

Результаты моделирования для граничных условий в виде свободной поверхности представлены на рис. 3, 4. Аналогично предыдущему случаю, вблизи оси трека образуется область с пониженной плотно-

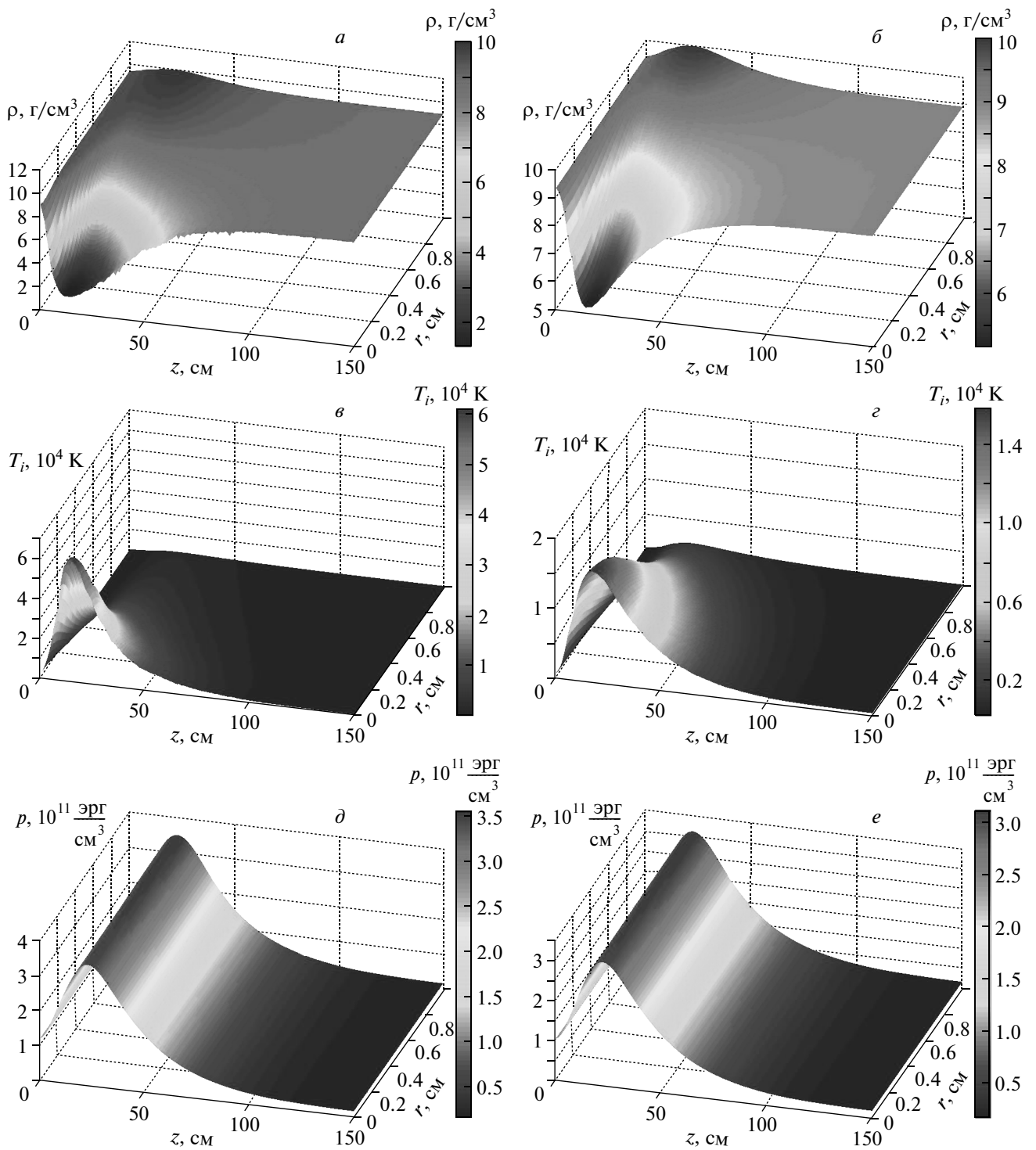


Рис. 2. Распределения изменений плотности (а,б), температуры (в,г) и давления (д,е) в медном цилиндре после облучения его 1000 банчами протонов с энергией 450 ГэВ и радиусами 0.3 мм (а,в,д), 5 мм (б,г,е) при условии полного отражения ударных волн на границах

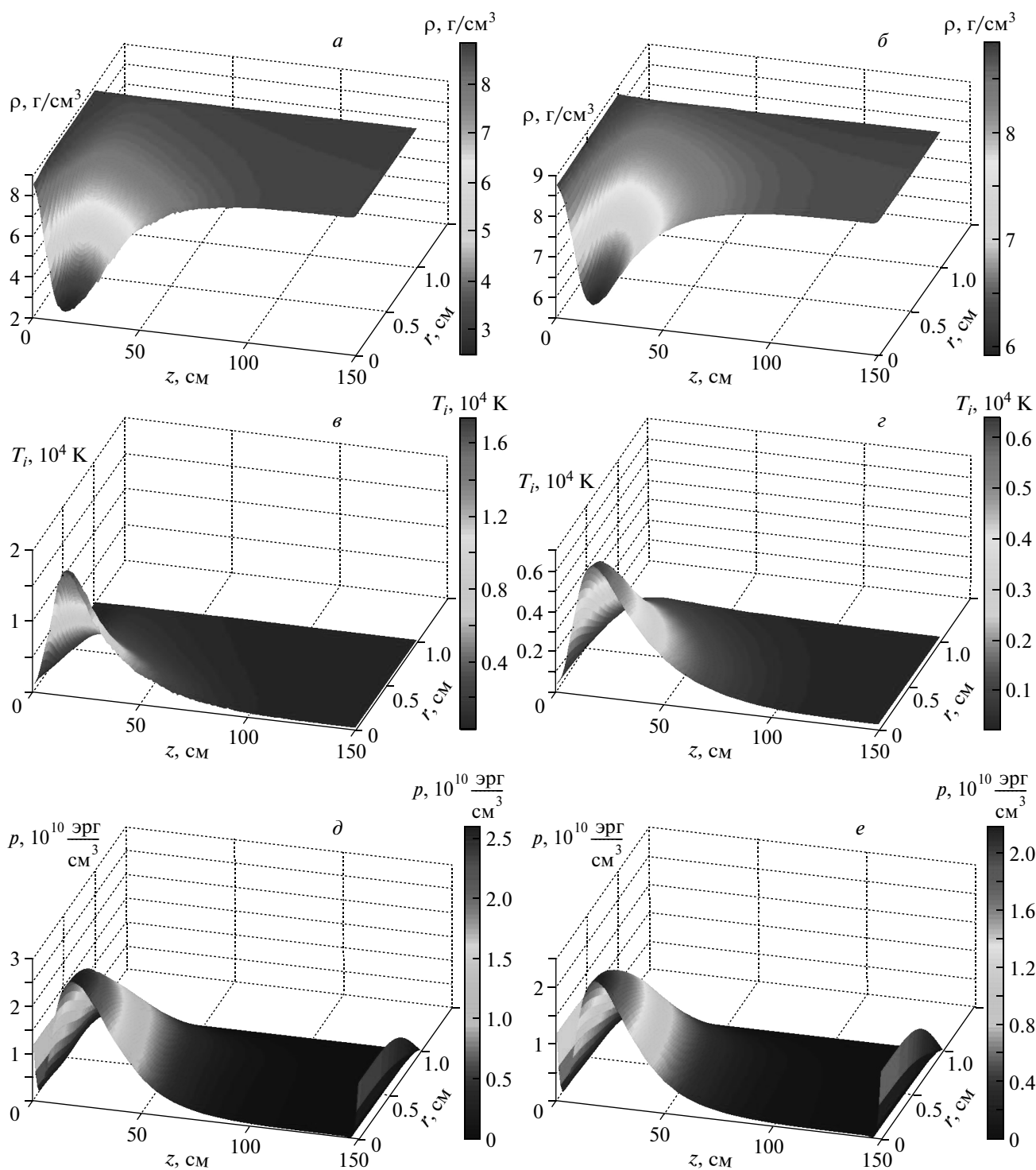


Рис. 3. Распределения изменений плотности (*a, б*), температуры (*в, г*) и давления (*д, е*) в медном цилиндре после облучения его 400 банками протонных пучков с энергией 450 ГэВ и радиусами 0.3 мм (*a, в, д*), 5 мм (*б, г, е*) при условии, что границы облучаемого материала свободны

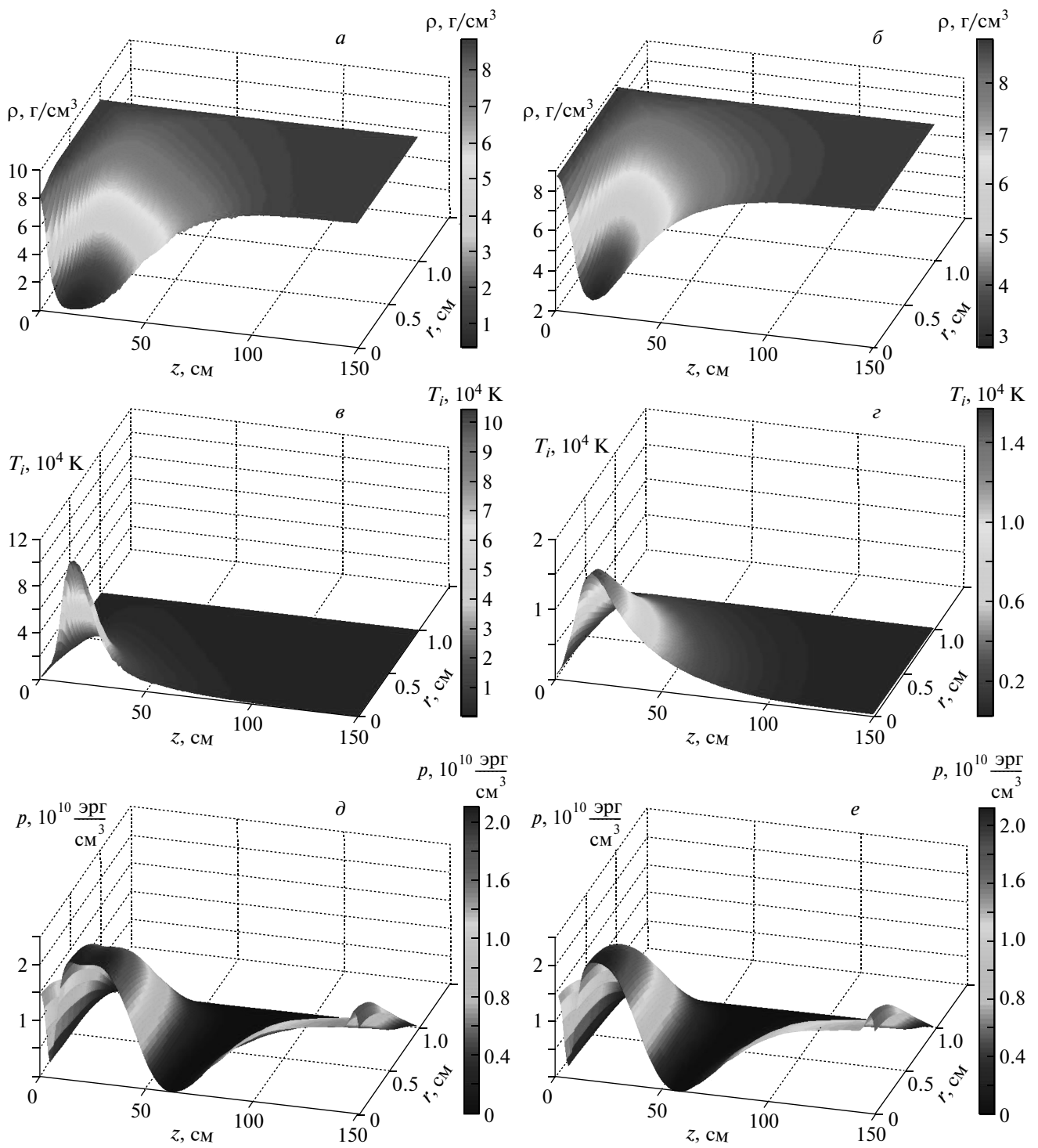


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но при условии, что границы облучаемого материала свободны

стью. Интенсивность разрежения плотности в данной области и ее размер зависят от радиуса пучка протонов. Поскольку данные граничные условия допускают уход вещества за пределы цилиндра, на боковой поверхности вещество не накапливается, а в области пониженной плотности происходит более сильное разрежение, чем в случае граничных условий полного отражения (плотность вещества в области разрежения после прохождения 1000 банчей протонов составляет 0.2–0.5 г/см³ для игольчатого и гауссова пучков радиусом 0.3 мм, 1.0–1.5 г/см³ для гауссова пучка радиусом 3 мм и 2.5–3.0 г/см³ для гауссова пучка радиусом 5 мм).

Из-за более низкой плотности происходит более сильный, чем в случае полного отражения на границах, разогрев разреженной области (для игольчатого и гауссова пучков радиусом 0.3 мм температура в разреженной области достигает 17000 К после прохождения 400 банчей протонов и 100000 К после прохождения 1000 банчей протонов, для гауссова пучка радиусом 3 мм — 9000 и 30000 К, для гауссова пучка радиусом 5 мм — 6000 и 16000 К). Распределение давления в образце в случае граничного условия для свободной поверхности, в отличие от случая полного отражения на границах, представляет собой волнообразную структуру с областями высокого давления с амплитудой 10⁹–10¹⁰ эрг/см³ и областями практически нулевого давления. Следует отметить, что давление на торцах цилиндра не равно нулю вопреки граничному условию (8), что говорит о том, что в данных условиях облучения возможна деформация образца и поперечные сечения с координатами 0 и 150 см уже не являются реальными границами образца.

Экстремальные значения плотности материала, температуры и давления в области основного энерговыделения в электронную подсистему для всех исследованных типов размеров пучков протонов для граничного условия в виде свободной поверхности представлены в табл. 2. Как и для граничных условий в случае полного отражения ударных волн от поверхности образца, процесс разрушения материала в области основного энерговыделения в электронную подсистему может начаться при временах облучения меньших 10 нс.

В рамках развитой модели и полученных в этой работе результатов представляется возможным найти критические условия возможного разрушения облучаемого материала коллиматора БАК за счет образования в нем ударных волн в случае, когда возникающее внутреннее давление (напряжение) в материале вблизи пучка протонов может превосходить

Таблица 2. То же, что в табл. 1, но для граничного условия в виде свободной поверхности

	$\rho_{min},$ г/см ³	$T_{max},$ К	$P_{max},$ 10 ¹⁰ эрг/см ³
$R_b = 0,$ $t = 10$ нс	3.6	17500	2.52
$R_b = 0,$ $t = 25$ нс	0.4	102000	2.10
$R_b = 0.3$ мм, $t = 10$ нс	3.6	17500	2.52
$R_b = 0.3$ мм, $t = 25$ нс	0.4	102000	2.10
$R_b = 3$ мм, $t = 10$ нс	4.5	9400	2.43
$R_b = 3$ мм, $t = 25$ нс	1.2	31500	2.12
$R_b = 5$ мм, $t = 10$ нс	5.9	6400	2.13
$R_b = 5$ мм, $t = 25$ нс	2.8	15700	2.14

предел прочности материала, который для меди составляет величину $\sigma = 7.54 \cdot 10^{11}$ эрг/см³. При анализе полученных численных результатов показано, что при облучении меди игольчатым пучком протонов с энергией 450 ГэВ предел прочности может достигаться и на больших расстояниях от пучка протонов при указанных режимах облучения на временах порядка $\tau = 400$ нс в области материала коллиматора БАК с цилиндрической геометрией с координатами $z \approx 26$ см и $r \approx 0.98$ см.

По результатам моделирования можно сделать вывод, что эффект облучения медного цилиндра гауссовым пучком протонов с малым радиусом (0.3 мм и меньше) слабо отличается от эффекта облучения того же цилиндра игольчатым пучком протонов. Это связано с тем, что основное энерговыделение в электронную подсистему от игольчатого источника происходит в области размером 0.7–1.0 мм. Поэтому если радиус пучка меньше этой величины, то форма области основного энерговыделения практически не изменяется. Напротив, при радиусе пучка протонов, равном или большем 0.7–1.0 мм, происходит заметное размытие области основного энерговыделения и, соответственно, уменьшение плотности выделенной в электронную подсистему энергии,

что приводит к ослаблению эффекта облучения по сравнению со случаем игольчатого пучка.

Разработанная теоретическая модель и полученные численные результаты расчетов представляют существенный интерес для дальнейших экспериментальных исследований образования ударных волн под действием облучения различных материалов коллиматоров БАК пучками протонов с энергией 450 ГэВ, которые начали проводиться на ускорителе в ЦЕРН.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Разработана теоретическая модель и проведен анализ образования и распространения ударных волн в меди при облучении ее пучком протонов с энергией 450 ГэВ. Теоретический анализ включает в себя проведение численных расчетов разогрева электронной и ионной подсистем меди вблизи пучка протонов. В настоящей работе численные расчеты проведены с использованием теоретической модели Т-вспышки, в которой кинетическая энергия вторичных частиц, образующихся в результате ядерных реакций под действием протонного облучения, из-за ионизационного торможения передается в электронную подсистему и далее, за счет электрон-фононного взаимодействия, в ионную подсистему меди. Этот процесс приводит к существенному разогреву кристаллической решетки облучаемого материала с образованием градиентов температуры, которые приводят к образованию ударных волн.

В рамках этой модели получены пространственные распределения температур в ионной и электронной подсистемах, пространственные изменения плотности и внутреннего давления в меди под действием облучения протонами с энергией 450 ГэВ в различные моменты времени и при различном числе банчей протонов (200 и 1000). Расчеты проведены для двух видов граничных условий на поверхности облучаемой цилиндрической области меди: а) в рамках модели свободной поверхности при условии, что границы облучаемого материала свободны; б) при условии полного отражения ударных волн от поверхности меди.

Проведен расчет образования ударных волн в медном цилиндре при облучении его пучками протонов с энергией 450 ГэВ с различной геометрией пучка при полном времени облучения 25000 нс для двух различных типов граничных условий: при полном отражении на границах и при свободных границах. Результаты моделирования показывают об-

разование области пониженной плотности материала вблизи оси пучка протонов. Наиболее сильное уменьшение плотности материала в данной области наблюдается при облучении цилиндра игольчатым пучком протонов и гауссовыми пучками протонов малого радиуса (до 0.3 мм) при граничных условиях свободной поверхности. Наименьшая плотность материала в области разрежения при данных условиях после 25000 нс облучения достигает 0.2–0.5 г/см³.

При увеличении радиуса пучка свыше 0.3–0.5 мм интенсивность повреждения материала уменьшается: наименьшая плотность материала составляет 1.0–1.5 г/см³ при облучении пучком радиусом 3 мм, 2.5–3.0 г/см³ для пучка радиусом 5 мм. При условиях полного отражения на границе наблюдается похожая зависимость интенсивности повреждений материала от радиуса пучка протонов, но в целом уровень повреждений при данных граничных условиях ниже, чем при условиях свободной поверхности: минимальная плотность материала составляет 1.0–1.5 г/см³ для узких пучков, 3.0–3.5 г/см³ для пучка радиусом 3 мм и 4.5–5.0 г/см³ для пучка радиусом 5 мм.

Благодаря обмену энергией между электронной и ионной подсистемами происходит разогрев разреженной области: в случае свободной поверхности температура в области пониженной плотности достигает 100000 К для узких пучков, 30000 К и 16000 К для гауссовых пучков соответственно радиусами 3 и 5 мм. Для граничных условий полного отражения соответствующие значения максимальных температур составляют 60000 К, 25000 К и 15000 К. Для случая полного отражения на границах характерно образование фронта повышенного давления (до $(1.4–1.6) \cdot 10^{11}$ эрг/см³) в поперечном сечении цилиндра, проходящем через область пониженной плотности. В случае свободной поверхности образуется волнообразная структура распределения давления с областями высокого и низкого давлений с разницей $10^9–10^{10}$ эрг/см³ между этими областями.

По результатам моделирования можно сделать вывод, что изменение радиуса пучка протонов в области малых значений (до 0.3–0.5 мм) не оказывает влияния на изменение интенсивности ударных волн, создаваемых пучком. При увеличении радиуса пучка выше указанного значения происходит значительное ослабление интенсивности ударных волн. Кроме того, на уровень и характер образующихся повреждений материала сильно влияют выбранные граничные условия. Для протонного облучения при граничных условиях полного отражения характерны более низкий уровень разрежения и нагрева ма-

териала вблизи оси пучка, но более высокие величины внутренних напряжений материала, чем при облучении при условиях свободных границ.

Оценка точности получаемых результатов в проводимых численных расчетах для изменений давления, температуры и плотности при протонном облучении материалов будет проводиться также на основе сравнения результатов, полученных в рамках численных расчетов этих величин с результатами, получаемыми в экспериментальных исследованиях, которые начаты в ЦЕРН на ускорителе при протонном облучении материалов (меди) коллиматоров БАК с энергиями 450 ГэВ. Область применимости полученных результатов расчетов будет анализироваться также при сравнении численных результатов для оценки достижения критических напряжений, при которых будет происходить разрушение материалов коллиматоров БАК, с результатами экспериментов по облучению их на ускорителе в ЦЕРН.

В заключение выражаем благодарность сотрудникам Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН Е. А. Забродиной и Л. А. Плинер за помощь в улучшении методики проведения численных расчетов образования и распространения ударных волн в материалах, облучаемых высокоэнергетичными протонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Рязанов, Е. В. Семенов, ЖЭТФ **138**, 444 (2010).
2. A. I. Ryazanov, E. V. Semenov, R. Assmann, and A. Ferrari, CERN-ATS-Note-2010-041 MD (2010), p. 40.
3. Я. Б. Зельдович Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
4. N. A. Tahir, A. Kozyreva, P. Spiller et al., Phys. Rev. E **63**, 036407 (2001).
5. N. A. Tahir, R. Schmidt, A. Shutov et al., Phys. Rev. E **79**, 046410 (2009).
6. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ **31**, 232 (1957).
7. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, Л. В. Танатаров, Атомная энергия **6**, 391 (1959).
8. K. Yasui, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **90**, 409 (1994).
9. Е. В. Метелкин, А. И. Рязанов, **117**, 420 (2000).
10. А. И. Рязанов, С. А. Павлов, Е. В. Метелкин, А. В. Жемерев, ЖЭТФ **128**, 139 (2005).
11. A. Fasso et al., The physics models of FLUKA: status and recent development, CHEP 2003, LA Jolla, California (2003).
12. С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов и др., *Численное решение многомерных задач газовой динамики*, Наука, Москва (1976).