

УДК 539.27

А.М.КОЛЬЧУЖКИН, В.И.БОЙКО

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Рассмотрены вопросы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Представлены методики статистического моделирования переноса заряженных частиц и гамма-квантов в широком диапазоне энергий с точным описанием основных процессов взаимодействия. В случае мощных импульсных пучков заряженных частиц рассмотрены методики численного моделирования процессов взаимодействия с веществом. Приведен обзор и анализ основных результатов, полученных в приборных и модельных экспериментах.

Введение

Вопросы теории прохождения частиц через вещество в течение длительного времени остаются актуальными. Это обусловлено тем, что практически информация о свойствах и структуре атомов, атомных ядер и элементарных частиц получается при изучении взаимодействия этих частиц с веществом. К решению задач переноса сводятся также многие важные проблемы физики космических лучей, физики ядерных реакторов, радиационной физики и химии, радиационной техники и технологии, ядерной физики, дозиметрии и защиты от излучений, дефектоскопии, оптики атмосферы.

Открытие взрывной электронной эмиссии и развитие сильноточной импульсной электроники привели к созданию мощных импульсных ускорителей, которые являлись электромагнитными концентраторами энергии. Стремление сосредоточить в импульсе максимальную энергию определило наличие в пучке частиц разных энергий и масс. Описание процессов взаимодействия усложнилось влиянием коллективных эффектов проникающих частиц и изменением термодинамических параметров поглотителя.

Кинетические уравнения, описывающие распространение частиц в веществе, являются важным типом уравнений математической физики. Объектом самостоятельных исследований стал и один из наиболее эффективных методов решения задач переноса – метод Монте-Карло. Перечисленные проблемы являются составными частями научного направления, которое развивается на физико-техническом факультете Томского политехнического университета.

1. Статистическое моделирование переноса излучений

Статистическое моделирование прохождения излучений через вещество проводилось с помощью комплекса программ «Каскад», предназначенного для расчета переноса заряженных частиц и гамма-квантов в широком диапазоне энергий с точным описанием основных процессов взаимодействий [1]. В его основе лежит оригинальная модель группировки малых передач энергии заряженных частиц [1,2], которая существенно повысила быстродействие алгоритмов и позволила проводить расчеты с низкими значениями пороговой энергии, до которой прослеживаются траектории частиц. В этой модели столкновения с большой передачей энергии моделируются в соответствии с их сечениями, а остальные – группируются и моделируются из распределений теории многократного рассеяния. Соответствующие кинетические уравнения решены методом разделения переменных точнее, чем в ранее использовавшихся схемах.

Для повышения эффективности моделирования разработаны новые оценки характеристик поля излучения, в том числе основанные на учете свойств симметрии задачи. Известные способы оценки характеристик радиационных полей: «по столкновениям», «по пробегам», и «по пересечениям» основаны на различной интерпретации формулы, выражающей показания аддитивного де-

тектора I через дифференциальную плотность потока $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E)$ и функцию чувствительности детектора $D(\mathbf{r}, \Omega, E)$:

$$I = \int d\mathbf{r} \int d\Omega \int dE D(\mathbf{r}, \Omega, E) \Phi(\mathbf{r}, \Omega, E).$$

Использование неканонической формы записи кинетического уравнения позволило получить новую оценку величины I , которая была названа оценкой «по посещениям» и имеет преимущества перед известными оценками, если поле излучения близко к равновесному [3].

Для расчетов радиационных полей в однородной бесконечной среде, где функция Грина уравнения переноса инвариантна относительно трансляций и поворотов, были предложены формулы, позволяющие свести задачу об определении поля излучения протяженного источника к расчету поля точечного мононаправленного источника с соответствующим изменением функции чувствительности детектора [4]. В некоторых случаях такой подход позволяет получить локальную оценку характеристик радиационного поля с конечной дисперсией.

Распространение коллимированных пучков излучения

При исследовании закономерностей распространения жестко коллимированных пучков гамма-излучения в веществе был продемонстрирован ряд нетривиальных особенностей этой задачи. Так, было показано, что в области прямой видимости пучка рассеянное излучение не накапливается, поэтому пучок не уширяется и не меняет своей формы за счет многократного рассеяния [2]. Этот факт важен при решении вопросов, связанных с практическим использованием таких пучков для передачи информации, в локационных и навигационных системах, в томографии, дефектоскопии, для определения уровня жидких или сыпучих веществ в закрытых сосудах и т.д.

Расчеты показали, что интенсивность излучения в центре «карандашного» пучка гамма-квантов с энергией E_0 описывается формулой

$$I(z) = E_0 \exp(-\Sigma z)(1 - a\Theta\Sigma_s),$$

где a – радиус пучка; Σ – полное макроскопическое сечение взаимодействия; Σ_s – сечение рассеяния; Θ – зависящий от энергии коэффициент, выражающийся через дифференциальное сечение рассеяния [2]. Второй член в круглых скобках описывает вклад рассеянного излучения. Он мал, если радиус пучка мал по сравнению с $1/(\Theta\Sigma_s)$. Из расчетов, проведенных методом Монте-Карло, следует, что отмеченные особенности наблюдаются в широком диапазоне глубин z [2].

Конкретные расчеты проводились для воздуха, тканезквивалентных веществ, полупроводниковых и конструкционных материалов.

Решение аналогичной задачи для пучка электронов показало, что формула Ферми, часто используемая в экспериментальной физике, неправильно описывает поперечное распределение пучка электронов в веществе. В [2] приведена более точная формула, справедливость которой проверялась расчетом методом Монте-Карло с помощью программы «Каскад» [1].

Возмущение поля излучения локальными неоднородностями

Неоднородность поглотителя приводит к изменению радиационного поля и для расчета величины этого изменения в ряде важных случаев может быть использована теория возмущений [2]. Теория возмущений оказалась эффективным инструментом для расчета изображения дефектов в радиационной дефектоскопии [5] и исследования переходных эффектов в электронно-фотонных ливнях [6].

Переходные эффекты в электронно-фотонных ливнях

Распространение электронов и фотонов высоких энергий через вещество носит каскадный характер: электроны генерируют тормозное излучение, а фотоны рождают электронно-позитивные пары. Поэтому зависимость числа частиц от глубины обычно имеет вид плавной кривой с максимумом. Однако вблизи границ раздела сред, отличающихся атомным номером, происходит резкое

изменение числа частиц, которое называется переходным эффектом. Этот эффект имеет место в ливнях вблизи границы атмосфера – Земля или в многослойных поглотителях, часто используемых при экспериментальном исследовании космических лучей: в ионизационных калориметрах, рентгеноэмульсионных камерах, где чувствительный объем отличается по атомному номеру от основного поглотителя. Строгой теории явления ранее не существовало, и все оценки проводились в приближении прямо-вперед с асимптотическими сечениями взаимодействия. Правильное значение величины эффекта в этих работах не могло быть получено, так как использованные предложения непригодны для описания низкоэнергетической компоненты ливня, дающей основной вклад в величину эффекта. Эффект нельзя было рассчитать и методом Монте-Карло, так как первые программы для статистического моделирования переноса электронов не давали точного описания низкоэнергетической части ливня, определяющей характер явления, и имели высокую пороговую энергию. Важные особенности эффекта не были обнаружены и экспериментально, так как при нормировке результатов измерений использовались теоретические данные, полученные в приближении прямо-вперед.

С помощью развитой для этого модифицированной теории возмущений удалось качественно объяснить основные особенности явления, связанные с характером углового распределения частиц в ливне, и причины существенного расхождения экспериментальных данных с теоретическими оценками [6]. Однако точные количественные результаты были получены только методом Монте-Карло [7]. Следует отметить, что правильное значение величины переходного эффекта может быть получено методом Монте-Карло только в том случае, если расчет ведется с предельно низким значением пороговой энергии.

Сравнение с экспериментом проводилось на электронном синхротроне ТПУ «Сириус», где в качестве детекторов использовались рентгеновские пленки [8]. Там же впервые было исследовано влияние переходных эффектов на поперечное распределение частиц в ливне.

В работе [6] дан обзор полученных результатов. В частности отмечено, что переходный эффект наблюдается по обе стороны от границы раздела, а его величина определяется разностью ионизационных потерь в основном поглотителе и детекторах, что он практически одинаков для электронов и квантов и слабо зависит от начальной энергии частиц, так как форма низкоэнергетической части спектра, ответственной за эффект, при этом не меняется.

2. Взаимодействие мощных импульсных пучков ионизирующего излучения с веществом

Реакция различных веществ на высокоскоростные энергетические воздействия, приводящие к высоким термодинамическим параметрам и деструктивным явлениям, представляет интерес для ряда разделов физики и материаловедения [9-11]. Исторически первым из излучений для возбуждения в веществе высокоскоростных энергонапряженных явлений было использовано лазерное излучение.

Мощные потоки ионизирующих излучений, проникая в вещество, обеспечивают объемный характер возбуждения теплофизических, волновых, гидрогазодинамических и плазменных явлений.

В последние годы затрачено много усилий для накопления экспериментальных данных и создания реалистических моделей, объясняющих поведение материалов в условиях воздействия импульсных пучков заряженных частиц (ИПЗЧ), нейтронных потоков, импульсов плазмы, лазерного и рентгеновского излучений. В различных диапазонах мощности пучков ионизирующего излучения предпочтение отдавалось или численному моделированию, или эксперименту. Аналитический подход в силу многопараметричности системы, включающей в себя импульсный пучок заряженных частиц и вещество, широкого распространения не получил. И если при исследовании какого-нибудь явления имелась информация, полученная в приборном и численном экспериментах, то обычно приборная часть выполнялась в одной группе исследователей, а численная – в другой. Наименьшее количество экспериментальной информации получено в среднем диапазоне мощности $10^8 \div 10^9$ Вт/см². Основная часть результатов получена для более низких и более высоких плотностей мощности пучков, допускающих чисто упругий или гидрогазодинамический подходы соответственно. Совершенствование моделей, основанных на теории упругости, учетом интенсивно-

го фазообразования на облучаемой поверхности и создание моделей, основанных на уравнениях гидродинамики несжимаемой ньютоновской жидкости, с учетом прочностных свойств металлов, расширяет их возможности. Но диапазон плотностей мощности импульсных пучков заряженных частиц от 10^8 до 10^9 Вт/см² требует иного подхода. В большинстве используемых моделей учитывается, что система, состоящая из импульсного пучка заряженных частиц и металлической мишени, допускает одномерную формулировку. Это приводит к тому, что двумерные эффекты не нашли должного внимания, хотя их важная роль не отрицается.

Дальнейшее развитие исследований взаимодействия импульсных пучков ионизирующего излучения с веществом привело к необходимости комплексного использования возможностей приборного и численного экспериментов.

Реализация такого подхода потребовала разработки аппаратуры и специальных методик для возбуждения и диагностики основных параметров высокоскоростных термоударных, ударно-волновых, гидрогазодинамических и плазменных явлений, инициируемых импульсными пучками заряженных частиц микро- и субмикросекундной длительности.

Техника эксперимента и численные модели

Эксперименты по мощным наносекундным ионным пучкам были выполнены на установке «ВЕРА» НИИ ядерной физики. Для генерации микросекундных электронных и ионных пучков на физико-техническом факультете были разработаны и созданы установки «ОМЕГА-350» и «МОДУЛЬ-200». Средства диагностики позволяли контролировать электрофизические параметры установки, параметры генерируемых ими пучков и параметры процессов, возбуждаемых этими пучками в веществе. Кроме того, была разработана система автоматической обработки информации, получаемой на ускорительно-диагностическом комплексе.

Значительное развитие получили методы численного моделирования взаимодействия мощных импульсных пучков излучения с веществом. Эти исследования включали разработку моделей формирования источника энерговыделения, моделей, процессов, возникающих в облученном веществе, и моделей, позволяющих описать взаимное влияние источников энерговыделения и процессов в веществе.

При этом рассмотрены процессы потери и релаксации энергии ионов и электронов в элементарных взаимодействиях; методы моделирования процесса формирования поля энерговыделения в металлах под действием сильноточных электронных и мощных ионных пучков; нелинейные электродинамические эффекты, обусловленные большой плотностью тока электронных пучков; эффекты, связанные с процессом транспортировки электронных и ионных пучков к объекту воздействия. Разработаны методики моделирования процессов энерговыделения мононаправленного импульсного потока быстрых нейтронов в веществе и воздействия импульсного сгустка плазмы на металл.

При действии мощных импульсных пучков ионизирующего излучения в веществе инициируются процессы различной физической природы: термоупругие, упруго-пластические, ударно-волновые, фазовые переходы, плазменные, гидрогазодинамические и излучательные. Описать все многообразие этих процессов в рамках одной комплексной модели – задача трудноразрешимая. Поэтому для численных исследований этих процессов был разработан комплекс термоупругих и гидродинамических моделей. В их число входят: эйлерова модель с лагранжевой ячейкой и явным выделением переднего фронта газо-плазменного факела на облучаемой поверхности; Лагранжева упругогидродинамическая модель с возможностью селективного рассмотрения упругого, упруго-пластического и ударно-волнового возмущений; двухмерная Эйлерова модель на динамической пространственно-временной сетке; двухмерная Эйлерова модель поведения металла как упруго-пластической среды; двухмерная Эйлерова модель с учетом электродинамических эффектов.

В Эйлеровой модели поведения металла как упругопластической среды считается, что в процессе воздействия мощного импульса энергии материал мишени можно считать упругопластической средой, в которой первый инвариант тензора напряжений является функцией плотности и удельной внутренней энергии. Система, состоящая из концентрированного потока энергии и ве-

щества, описывается уравнением сохранения массы, количества движения, энергии и состояния вещества.

Численные модели эволюции термодинамических параметров среды большей частью основываются на рассмотрении высокотемпературных гидродинамических явлений, вызванных интенсивным неоднородным объемным энерговыделением, и дополняются описанием релаксационных процессов в том или ином приближении. В этом случае прочностными свойствами вещества можно пренебречь и рассматривать его поведение в газовом приближении. При этом основным механизмом, ответственным за генерацию ударно-волнового возмущения, считается трансформация импульса отдачи от газоплазменного факела, расширяющегося с облучаемой поверхности, в волну сжатия, движущуюся в глубь мишени.

С другой стороны, существует диапазон мощностей воздействия, в котором выделившейся энергии недостаточно для интенсивного фазообразования. Здесь основным механизмом является генерация упруго-пластической волны, вызванной тепловым расширением вещества. Формирование и эволюция волнового возмущения описывается уравнениями теории упругости и пластичности.

В промежуточном диапазоне мощностей, недостаточном для осуществления режима объемной сублимации, но обеспечивающем протекание фазовых переходов в приповерхностном слое облучаемой металлической мишени, сосуществует оба механизма. Большая вероятность одновременного возбуждения твердотельных, жидкофазных и плазменных процессов обуславливает многопараметричность системы.

Для описания динамики сплошной среды, обусловленной интенсивным энерговыделением в металлах, использовалась система уравнений гидродинамики в Лагранжевом формализме.

Совокупность всех моделей и методик позволила получить результаты, характеризующие систему, состоящую из импульсного потока излучения (плазмы) и металла, во всем доступном для современных технических средств диапазоне плотностей мощности. При этом большинство параметров, определяемых при численном моделировании, надежно диагностируются при экспериментальном.

Основные результаты исследований

Приборные и численные эксперименты по исследованию взаимодействия мощных импульсных пучков ионизирующего излучения с веществом позволили описать процессы, сопровождающие это взаимодействие, и установить некоторые закономерности.

При термоупругом механизме генерации волновых возмущений в металлах импульсными ионными и электронными килоэлектронвольтными наносекундными пучками (низкие плотности мощности) формируется биполярный импульс механических напряжений, в котором фаза разрежения следовала за фазой сжатия. Амплитудные значения механических нагрузок, возникающих при термоударном нагружении металла у облучаемой импульсным пучком заряженных частиц поверхности, сравнимы с таковыми в случае генерации волны сжатия за счет импульса отдачи газоплазменного факела, образующегося на облучаемой поверхности в области средних (переходных) плотностей мощности воздействия. При отражении биполярного импульса механических напряжений от тыльной поверхности облучаемой плоской металлической преграды амплитудные значения напряжений в объеме, прилегающем к ней, возрастают как минимум в 1,2÷1,5 раза по сравнению с таковыми в прямом импульсе. При низких плотностях мощности и для ионных и электронных пучков реализуется ситуация взаимодействия двух встречных волн разрежения у тыльной поверхности.

Характерные времена снятия напряженно-деформированного состояния объема, прилегающего к облучаемой поверхности, определяются временем снятия значительных температурных градиентов в объеме металла и составляют величину порядка 1 мкс.

В случае, когда время разогрева области термализации импульсных пучков заряженных частиц в металле, равное длительности импульса тока τ_n , значительно превышает характерное время механического нагружения $\tau_p = R/C_1$, где R – размер области термализации, C_1 – продольная ско-

рость звука в металле, релаксация механического возмущения происходит быстрее, чем увеличение температуры приповерхностного слоя. Это приводит к тому, что амплитуда термических напряжений становится значительно меньше, чем в случае $\tau_n \leq \tau_n$, при той же плотности энерговыделения и имеет место тенденция к формированию биполярного возмущения с последовательностью фаз: сначала разрежение, затем сжатие.

В случае воздействия на «прострельные» плоские металлические преграды мощных импульсных нейтронных потоков со спектром деления у облучаемой и тыльной поверхностей формируются однополярные импульсы разрежения, движущиеся навстречу. Эффекты деструкции в данном случае могут ожидать в объеме преграды, а не у ее поверхностей, как в случае ИПЗЧ.

Для мощных ионных пучков (МИП) с параметрами $E = 400 \div 600$ кэВ, $\tau_n = 100 \div 200$ нс, $j = 0,01 \div 1,6$ кА/см², соответствующие низким и средним (переходным) плотностям мощности, существует три режима взаимодействия с металлом. В частности, для железа при $j < 130$ А/см² определяющим механизмом релаксации энергии пучка в металле является теплопроводность, а генерации волнового возмущения – термоупругость, при $130 < j < 150$ А/см² значительная часть энергии пучка идет на протекание фазовых переходов твердое тело – расплав (жидкость) – пар – газ, а газокинетический импульс отдачи паро-газовой смеси частично гасится в слое жидкой фазы и волновое возмущение в равной мере формируется термоударом и импульсом отдачи; при $j > 0,5$ кА/см² за время порядка 10 нс большая часть области термализации пучка переводится в состояние плазмы низкой степени ионизации, а отсутствие многофазного слоя благоприятствует прохождению импульса отдачи в твердую фазу и формированию волнового возмущения.

Эксперимент показывает, что длительность нагружения металла во фронте образующегося волнового возмущения достигает нескольких микросекунд, а амплитуда нагрузки для стали Ст.3 достигает 7,4 кбар (расчет дает значение 6,3 кбар) на глубине более 0,2 мм от облучаемой поверхности.

Воздействие импульсных ионных пучков с плотностью мощности $10^8 \div 10^9$ Вт/см², длительностью импульса тока до 200 нс и энергией ионов до 700 кэВ на металлы обеспечивает формирование ударных волн слабой и средней интенсивности с амплитудой давления до 100 кбар. Ударные волны по мере движения в объеме металла вырождаются в устойчивую комбинацию упругой и следующей за ней пластической волн. Глубина вырождения ударной волны слабой интенсивности составляет 1000 ÷ 1100 мкм.

В диапазоне термодинамических параметров металлов, характеризующемся возрастанием полного давления при росте удельного объема, возмущение как разрежение, так и сжатие, распространяется в виде простой адиабатической волны. Причем, если точки начального и конечного состояния металла разделены экстремумом функции $P(V)$, где P – полное давление, V – удельный объем, то происходит расщепление простой и ударной волн.

Форму биполярного импульса механических напряжений, генерируемого при ударном нагружении металлической мишени мощным ионным пучком, определяют следующие факторы:

- процесс разгрузки термически возмущенного вещества на облучаемую поверхность, обуславливающий возможность разрежения ($P < 0$, $\sigma > 0$, где σ – напряжение) в первом полупериоде. Это связано с приповерхностным характером поглощения энергии – область энерговыделения имеет толщину менее 10 мкм, что значительно меньше величины $(C_1 \cdot \tau) \approx 500$ мкм;

- высокоскоростное преодоление промежуточного интервала значений термодинамических параметров, характеризующееся нарушением межатомных связей, и распространение тепловой волны из области термализации пучка, определяющее формирование положительного ($P > 0$, $\sigma < 0$) полупериода – фазы сжатия.

Первоначальный полупериод разрежения под влиянием процессов на свободной тыльной поверхности трансформируется в отраженное возмущение сжатия. Когда второй полупериод биполярного импульса, образованного воздействием МИП, приближается к тыльной поверхности, реализуется ситуация взаимодействия двух встречных волн сжатия. Сжимающая нагрузка усиливается. Условие зарождения откольных явлений не выполняется.

Для МИП с параметрами: $W \leq 10^9$ Вт/см²; $\tau_n < 200$ нс; $\bar{E} < 1$ МэВ, обеспечивающим формирование волнового возмущения с амплитудой до 10 кбар, – характерным признаком генерируемого волнового возмущения является его биполярный вид. Причем в переходном диапазоне мощности начальная фаза возмущения есть импульс разрежения ($P < 0$, $\sigma > 0$), вслед за которой распространяется фаза сжатия ($P > 0$, $\sigma < 0$).

Давление абляции в зависимости от плотности мощности МИП с энергией частиц 500 – 700 кэВ и длительностью импульса тока около 100 нс удовлетворительно описывается соотношением

$$P \approx 3 \cdot 10^{-3} W^{0,7},$$

где P в барах, W в Вт/см².

Для случая воздействия сильноточных электронных пучков (СЭП) с параметрами $j_{\max} = 65$ кА/см²; $E_{\max} = 1,5$ МэВ; $\tau_n = 50$ нс профиль формирующегося возмущения имеет размытый характер и при распространении в металле не преобразуется в резкий фронт ударной волны сжатия. Последовательность фаз в формирующемся возмущении следующая: сначала сжатие, затем разрежение. При этом формируется устойчивая комбинация упругой и следующей за ней волны пластических деформаций.

Первоначальный полупериод сжатия под влиянием процессов на свободной тыльной поверхности трансформируется в отраженное возмущение разрежения ($P < 0$, $\sigma > 0$). Когда второй полупериод биполярного импульса, образованного воздействием СЭП (полупериод разрежения), приближается к ТП, реализуется ситуация взаимодействия двух встречных волн разрежения. Растягивающая нагрузка ($\sigma > 0$) усиливается. Возможно протекание предоткольных и откольных явлений.

Для плотности тока 1,2 – 1,6 кА/см² протонно-углеродного пучка при энергии до 660 кэВ и длительности импульса тока 100 – 120 нс средние значения давления, развиваемого при разлете газо-плазменного факела, лежат в пределах 1,4 ÷ 1,7 кбар. Средняя скорость движения границы излучающего газо-плазменного факела с плотностью $\geq 10^{15}$ тяжелых частиц в см³ в интервале времен 90 ÷ 500 нс составляет $(3,5 \div 2,5) \cdot 10^6$ см/с. Например, для железной мишени эта величина составляет $3,4 \cdot 10^6$ см/с при $t = 90$ нс и $2,8 \cdot 10^6$ см/с при $t = 200$ нс. Начальная скорость разлета более плотного плазменного образования ($n > 10^{16}$ тяжелых частиц в см³) составляет $\sim 10^7$ см/с с последующим спадом до $3 \cdot 10^6$ см/с спустя 200 – 300 нс.

Сложная структура плазменного факела, которая формируется в течение импульса тока и определяется многокомпонентностью, спектральным и пространственными характеристиками пучка, сохраняется длительное время после его окончания. В частности, двухкомпонентность МИП (протоны и ионы углерода) обуславливает формирование двухслойной структуры газо-плазменного факела, названного эффектом двойной экранировки поверхности металлической мишени.

Зарегистрированное в приборных и численных экспериментах асимптотическое поведение гидрогазодинамических и ударно-волновых процессов объясняется особенностями перераспределения энергии пучка в преграде. Для протонного пучка с энергией 1,5 МэВ и длительностью импульса тока 50 нс при плотностях тока ниже 500 кА/см² до момента времени $t = 15$ нс часть энергии пучка поглощается в области, занятой при $t = 0$ твердым телом. При больших плотностях тока вся энергия пучка поглощается в газоплазменном облаке, движущемся навстречу пучку, начиная с $t = 15$ нс. Этот факт объясняет относительно высокий коэффициент преобразования энергии пучка в энергию ударно-волнового возмущения при плотностях тока до 500 кА/см². При увеличении плотности тока значительно возрастает размер области термализации пучка. Так, для $j = 750$ кА/см² он почти в 2 раза превышает соответствующее значение для $j = 350$ кА/см² к моменту времени, равному 15 нс. В результате увеличение плотности тока более чем в 2 раза обеспечивает увеличение плотности энерговыделения лишь на 6 – 7%. При увеличении плотности тока ионного пучка от 150 до 500 кА/см² амплитуда давления во фронте ударной волны возрастает на 600 кбар. Увеличение плотности тока с 500 до 750 кА/см² дает приращение давления лишь на 250 кбар. При плотностях тока выше 1 МА/см² пропорция dP/dj становится еще меньше (не более 0,4 кбар/(кА/см²)). При плотностях тока 1 МА/см² воздействие вызывает формирование ударной волны большой интен-

сивности, распространяющейся в глубь твердой фазы со скоростью до $1,1 \cdot 10^6$ см/с. Ее формирование заканчивается к моменту времени 10 – 15 нс после начала взаимодействия. При этом глубина, на которой формируется резкий скачок давления, увеличивается от 150 мкм для плотности тока 250 кА/см^2 и до 210 мкм для плотности тока 1 МА/см^2 . В последующие моменты времени, до окончания импульса ионного тока ($t=50$ нс) и далее, по мере движения ударной волны по объему твердой фазы амплитуда давления в ее фронте падает. К моменту окончания импульса тока амплитуда уменьшается в 1,5 – 2 раза, при этом скорость распространения ударной волны также падает – она вырождается в комбинацию упругой и пластических волн.

Основными каналами, по которым распределяется энергия мощного субмикросекундного пучка, являются: повышение внутренней энергии вещества во всех представленных фазовых состояниях; передача кинетической энергии веществу; излучение вещества, движущегося с дозвуковыми скоростями при температурах $\sim 10^4$ К и более. Характерное время, в течение которого энергия субмикросекундного ИПЗЧ окончательно перераспределяется по различным каналам, составляет величину ~ 1 мкс. В соответствии с определением движение вещества называется установившимся в случае, когда параметры движущейся среды в каждой заданной точке пространства очень медленно изменяются во времени. Таким образом, временной интервал ~ 1 мкс можно назвать временем перехода системы: субмикросекундный импульсный концентрированный поток энергии – металлическая мишень в «установившийся» режим движения. В «установившемся» режиме до 70% энергозапаса МИП трансформируется в кинетическую энергию вещества облучаемой мишени, около 15% – во внутреннюю. При плотности мощности МИП до 10^9 Вт/см^2 излучение газа и плазмы, образующихся на облучаемой поверхности, уносит не более 15% энергии, подводимой пучком.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kolchuzhkin A.M., Tropin I.S., Chernov D.E., Krivosheev O.E. // Proc.8th Int.Conf. on Radiation Shielding. - 1994. - Arlington, Texas USA. - V.2. - P.1346.
2. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. - М.: Атомиздат, 1978.
3. Кольчужкин А.М. // ДАН СССР. - 1981. - Т.256. - № 2. - С.346.
4. Кольчужкин А.М. // Атомная энергия. - 1986. - Т.60. - С. 289.
5. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. // Дефектоскопия. - 1971. - № 4. - С.108.
6. Kolchuzhkin A.M., Tropin I.S. Transition Effects in Electron-photon Showers. RIKEN International Workshop on Electromagnetic and Nuclear Cascade Phenomena in High and Extremely High Energy. Tokyo, Japan, 1993. - P.301.
7. Беспалов В.И., Кольчужкин А.М. // Изв.АН СССР. Сер. физич. - 1981. - Т.45. - № 7. - С.1316.
8. Кольчужкин А.М., Шошин Э.В., Рыжов В.В. // Изв. АН СССР. Сер. физич.. - 1981. - Т.40. - № 5. - С.976.
9. Бойко В.И., Евстигнеев В.В. Введение в физику взаимодействия сильноточных пучков заряженных частиц с веществом. - М.: Э.А., 1988. - С.137.
10. Алтухов Д.Е., Бойко В.И., Шаманин И.В., Юшицин К.В. // ТВТ. - 1996. - Т.34. - № 3. - С.341-348.
11. Алтухов Д.Е., Бойко В.И., Шаманин И.В. и др. // ФХОМ. - 1997. - № 2. - С.51.