

УДК 537.84

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ГЕНЕРИРУЕМОГО
КОЛЬЦЕВЫМИ КУМУЛЯТИВНЫМИ СТРУЯМИ
В КОНИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ ¹

А.А.Чарахчян

Вычислительный центр РАН

Моделируется эксперимент по взрывному инициированию D-D реакции в конических мишенях, в котором сжатие дейтерия осуществляется кольцевой кумулятивной струей алюминия, схлопывающейся на оси симметрии. В рамках уравнений магнитной гидродинамики численно исследуется возникновение в дейтерии спонтанного электромагнитного поля и проникновение поля в мишень.

Идея использовать конические мишени для целей управляемого синтеза была высказана уже сравнительно давно [1]. Привлекательность конических мишеней связана с возможностью сосредоточить всю энергию, например, лазерной установки в небольшом телесном угле, в то время как использование сферически-симметричных мишеней требует по возможности равномерного распределения лазерного излучения по всей поверхности сферы. Недостатком конических мишеней является неизбежная деформация конуса на финальной стадии сжатия, ограничивающая возможность получения сверхплотного вещества. В настоящее время основной объем исследований в области инерционного синтеза выполняется со сферическими мишенями. Тем не менее ведется поиск и альтернативных конструк-

¹Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01161).

ций мишени (см., например, [2]). Поэтому сравнительно давние эксперименты с коническими мишенями (см. обзоры [3,4]), в которых была получена дейтериевая плазма с достаточно высокой скоростью протекания реакции синтеза, по-прежнему представляют несомненный интерес.

Настоящая работа продолжает цикл работ [5-7] по моделированию одного такого эксперимента [8], в котором для воздействия на мишень применялись ударники, разгоняемые взрывным устройством. Характерной чертой возникающего течения является кольцевая кумулятивная струя алюминия, которая схлопывается на оси симметрии и делит дейтериевый объем на две части. Это приводит к сильному повышению давления дейтерия в области схлопывания и, как следствие, к появлению высокоскоростных струй дейтерия вдоль оси симметрии. Эти струи в свою очередь также приводят к появлению локальных зон с большим перепадом давления. Поскольку эти явления происходят в полностью ионизованной плазме, то они должны сопровождаться появлением спонтанных электромагнитных полей.

Естественным образом возникают два вопроса. Могут ли эти поля заметным образом влиять на течение и можно ли их экспериментально обнаружить. На первый вопрос в [6] был дан отрицательный ответ. Рассматривалась задача в рамках уравнений магнитной гидродинамики, замыкаемых обобщенным законом Ома [9]. Хотя пиковое значение магнитного поля в области схлопывания было достаточно большим, сила Ампера в уравнении движения и джоулев нагрев в уравнении энергии оказывалась заметно меньше соответствующих гидродинамических слагаемых.

В настоящей работе рассматривается второй вопрос, ответ на который существенно осложняется тем обстоятельством, что возможность размещения измерительных датчиков непосредственно в дейтерии представляется маловероятной. Более реальным является размещение датчиков в мишени, где проникающее из дейтерия поле может генерировать токи Фуко. В настоящей работе в рамках урав-

нений магнитной гидродинамики численно исследуется образование спонтанного электромагнитного поля в дейтерии и его проникновение в мишень.

Математическая постановка задачи опирается на уравнения газовой динамики, замыкаемые уравнением состояния полностью ионизованного совершенного газа для дейтерия и широкодиапазонными уравнениями состояния [10] для металлов.

Кратко опишем пакет программ, используемый для расчета уравнений газовой динамики. Методика выделения границ раздела сред в виде определенных линий сетки взята из [11]. Используется регулярная подвижная сетка, внутренние узлы которой вычисляются методом [12]. Разностная схема является схемой расщепления на лагранжев этап и этап пересчета с лагранжевой сетки на сетку, отвечающую очередному моменту времени. На обоих этапах применяются квазимонотонные схемы второго порядка точности. На лагранжевом этапе это почти консервативная модификация [13] схемы [14]. На этапе пересчета реализован консервативный интерполяционный алгоритм [15]. В тех ячейках сетки, где условие близости сеток не позволяет использовать этот алгоритм, применяется неконсервативный алгоритм третьего порядка точности из [6]. В пакете реализован и вариант метода концентраций [16], применяемый для сквозного счета через те границы раздела сред, в окрестности которых точность расчета не влияет существенно на точность расчета в целом. В данной задаче метод [16] применяется для границы между алюминием и свинцом на наружной поверхности мишени, в то время как остальные границы раздела, включая и границу раздела между алюминием и свинцом внутри конуса, выделяются явно в виде линий сетки.

Для проверки работоспособности пакета и адекватности математической модели была решена задача, моделирующая эксперимент [17]. Такой же ударник, что и в эксперименте [8], налетал на пустую обрезанную мишень с углом раствора конуса $\vartheta = 30^\circ$. Радиус входного отверстия мишени был 1.15 мм, выходного отверстия в

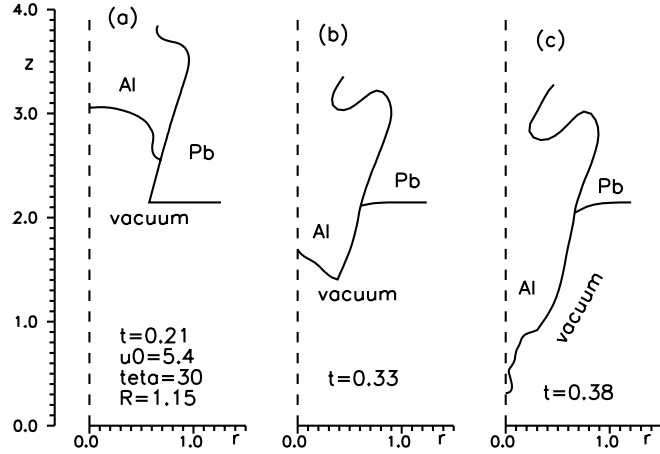


Рис. 1: Задача с ”обрезанной” мишенью. Профили границ раздела в три последовательных момента времени.

два раза меньше. Измеренная скорость алюминиевой струи за мишенью была около 16.5 км/с. Результат расчета приведен на рис. 1 в виде положений границ раздела в три последовательных момента времени. Из-за малого по сравнению с [8] угла раствора конуса кольцевая кумулятивная струя здесь не образуется. Две штриховые линии на рис. 1с показывают ту часть струи, по которой проводилось осреднение осевой составляющей скорости. Результат осреднения — 18.5 км/с — находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением.

1 Постановка задачи

Задача для электромагнитного поля ставится аналогично тому, как это делалось в случае лазерной плазмы [18]. В лагранжевой системе координат уравнения Максвелла в нерелятивистском приближении и с отброшенным током смещения (см., например, [19]) после специального обезразмеривания принимают вид

$$j = \frac{1}{4\pi} \operatorname{rot} B, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = \operatorname{rot}[uB] - \operatorname{rot} E, \quad (1)$$

где j — плотность тока, B — магнитное поле, E — электрическое

поле, u — скорость вещества, квадратные скобки означают векторное произведение. Здесь единицы измерения магнитного поля B_0 , пространственных переменных l_0 и времени t_0 следующим образом определяют остальные единицы измерения: $u_0 = l_0/t_0$, $E_0 = u_0 B_0/c$, $j_0 = B_0 c/l_0$, где c — скорость света.

В дейтерии используется обобщенный закон Ома [9], представляющий из себя уравнение движения электронов с отброшенным инерционным слагаемым,

$$\kappa(\nabla p_e - [jB]) = \rho(Rj - E), \quad (2)$$

где p_e — давление электронов, ρ — плотность, R — удельное сопротивление, имеющие единицы измерения соответственно $p_0 = B_0^2$, $\rho_0 = p_0/u_0^2$ и E_0/j_0 . Постоянная $\kappa = p_0 t c/l_0 \rho_0 u_0 B_0 e$, где m — масса иона, e — заряд электрона. В отличие от [6] электромагнитное поле рассчитывается не только в дейтерии, но и в металлах: свинце, из которого состоит мишень, и алюминии, из которого состоит крышка мишени. Закон Ома в металлах имел обычный вид, получаемый отбрасыванием обоих слагаемых в левой части (2), что формально соответствует случаю $\kappa = 0$.

Рассматривается обычная для осесимметричных задач постановка, когда в цилиндрических координатах (r, φ, z) отлична от нуля только угловая компонента магнитного поля $B_\varphi = B(r, z)$. В этом случае

$$\begin{aligned} (\text{rot } B)_r &= -\frac{\partial B}{\partial z}, & (\text{rot } B)_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial r B}{\partial r}, \\ [jB]_r &= -j_z B, & [jB]_z &= j_r B, & \text{rot } E &= \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r}. \end{aligned}$$

Из (1), (2) можно исключить j и E и получить следующее параболическое уравнение относительно B .

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial u_r B}{\partial r} + \frac{\partial u_z B}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{R}{4\pi r} \frac{\partial r B}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{R}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial z} - \kappa L = \kappa D(p_e, \rho^{-1}), \quad (3)$$

$$L = \frac{B}{4\pi} \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial 1}{\partial z} \frac{1}{\rho} \right) \frac{\partial r B}{\partial r} + \left(\frac{2}{\rho r} - \frac{\partial 1}{\partial r} \frac{1}{\rho} \right) \frac{\partial B}{\partial z} \right],$$

$$D(x, y) = \frac{\partial x}{\partial r} \frac{\partial y}{\partial z} - \frac{\partial x}{\partial z} \frac{\partial y}{\partial r}.$$

На оси симметрии $B = 0$.

Для расчета уравнения (3) на регулярных криволинейных сетках используется методика из [6], основанная на интегроинтерполяционном методе. Имеется определенная трудность вычисления правой части (3) на грубых сетках, не позволяющих детально разрешить области резких изменений функций p_e и $1/\rho$, если градиенты этих функций близки по своим направлениям. Применялся следующий прием, позволяющий избежать возможного сильного завышения в расчетах правой части (3). Используя уравнение состояния $p_e = A\rho T$, где $A = \text{const}$, T — температура, правую часть можно привести к виду $\kappa AD(\ln p, T)$. В каждой ячейке вычисления выполняются по обеим формулам, а затем выбирается наименьшее по модулю значение. За исключением небольших зон, где такая коррекция была существенной, оба значения мало отличались друг от друга.

Для дейтерия, который полагается полностью ионизованным газом, зависимость удельного сопротивления от термодинамических функций хорошо известна (см., например, [20]). Сложнее обстоит дело с металлами, которые в рассматриваемой задаче находятся в твердом или жидком состоянии с температурой до нескольких тысяч градусов. Насколько известно автору, для этой области термодинамических параметров нет надежной теории, позволяющей вычислять удельное сопротивление. Поэтому приходится опираться на имеющиеся экспериментальные данные [21,22], которые представляют из себя зависимость сопротивления от температуры $R_0^T(T)$ при атмосферном давлении p_0 и зависимость сопротивления от давления $R_0^p(p)$ при комнатной температуре T_0 , ограниченные некоторыми значениями температуры и давления.

Вблизи температуры плавления T_m^0 функция $R_0^T(T)$ с хорошей

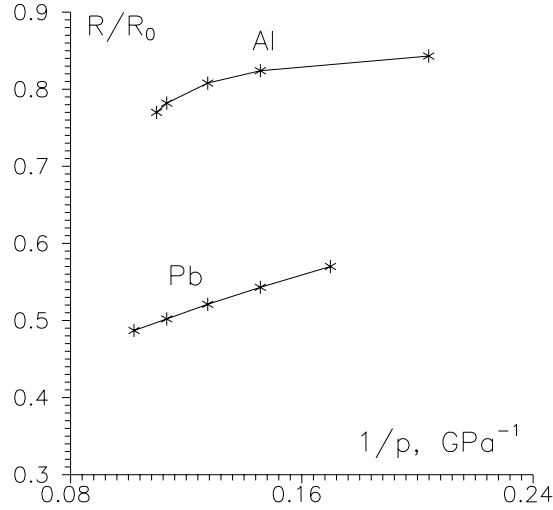


Рис. 2: Экспериментальные данные зависимости удельного сопротивления R от давления p при комнатной температуре для алюминия и свинца; R_0 — сопротивление при атмосферном давлении.

точностью представляется в виде прямой с разрывом в точке плавления

$$\alpha(T - T_m^0) + \begin{cases} R_s^0, & T < T_m^0, \\ R_l^0, & T > T_m^0, \end{cases}$$

где R_s^0 и R_l^0 - сопротивления соответственно твердого тела и жидкости в окрестности температуры плавления. Функция $R_0^T(T)$ с разумной экстраполяцией в область больших температур имеет вид

$$R_0^T(T) = \begin{cases} R_{00}^T(T), & T < T_m^0, \\ \alpha(T - T_m^0) + R_l^0, & T > T_m^0, \end{cases} \quad (4)$$

где $R_{00}(T)$ - экспериментальные данные вплоть до точки плавления: $R_{00}(T_m^0) = R_s^0$.

Функция $R_0^p(p)$ доопределялась в область больших давлений с помощью экстраполяции по двум крайним экспериментальным точкам в виде прямой от p^{-1} . На рис. 2 представлены экспериментальные значения отношения сопротивления к сопротивлению при атмосферном давлении в зависимости от p^{-1} для алюминия и свинца. Для свинца экспериментальные точки с хорошей точностью лежат на прямой, что оправдывает выбранный способ экстраполя-

ции. Для алюминия единственным оправданием является положительность функции $R_0^p(p)$ для любых $p > 0$. Напомним, что целью настоящей работы является расчет электромагнитного поля в мишени. Как показывают представленные ниже результаты расчетов, то поле, которое проникает в мишень из алюминия, много меньше поля, проникающего в мишень непосредственно из дейтерия. Поэтому точность расчета поля в алюминии не имеет существенного значения для определения поля в мишени.

Будем предполагать, что зависимость сопротивления от температуры при любом давлении имеет вид, аналогичный функции (4), с разрывом при температуре плавления, отвечающей этому давлению. Тогда искомая функция $R(T, p)$ принимает вид

$$R(T, p) = \frac{R_0^p(p)}{R_0} \begin{cases} R_{00}^T(T), & T < T_m^0, \\ \alpha(T - T_m^0) + R_s^0, & T_m > T \geq T_m^0, \\ \alpha(T - T_m) + R_l, & T > T_m, \end{cases}$$

где $R_0 = R(T_0, p_0)$, $T_m = T_m(p)$ - температура плавления, R_l - сопротивление жидкости вблизи температуры плавления, которое на конечную величину отличается от сопротивления твердого тела $R_s = R_s^0 + \alpha(T_m - T_m^0)$. Для определения R_l используется приведенная в [21] формула

$$R_l^0/R_s^0 = \exp(aL_m^0/AT_m^0), \quad (5)$$

где A - газовая постоянная, L_m^0 - теплота плавления при атмосферном давлении, a - некоторая безразмерная величина. Как указывается в [21], подстановка в (5) экспериментальных данных для большого числа веществ приводит к значениям a , меняющимся весьма незначительно, в то время как сами экспериментальные данные меняются в широких пределах. Естественно обобщить эту формулу на произвольные давления. Функции $L_m(p)$ и $T_m(p)$ определялись из используемой полуэмпирической модели уравнения состояния металлов [10].

2 Результаты расчетов

Рассматривается следующая задача. Имеется свинцовая мишень с конической полостью, заполненной дейтерием с давлением порядка атмосферного и закрытой алюминиевой крышкой толщиной 0.3 мм. Угол раствора конуса $\vartheta = 53^\circ$, радиус отверстия на поверхности мишени $r_0 = 1\text{мм}$. На мишень со скоростью 5.4 км/с налетает алюминиевый ударник толщиной 2 мм.

Картина течения качественно не отличается от описанной в [7] для случая $\vartheta = 60^\circ$. Вблизи границы конуса образуется кольцевая кумулятивная струя, которая затем схлопывается на оси симметрии и делит дейтериевый объем на две части. Далее для краткости дейтериевый объем между алюминием и свинцом будем условно называть нижним, а объем внутри алюминия — верхним.

На приводимых ниже рисунках через t обозначено время, через z и r — осевая и радиальная координаты. В начальный момент времени вершина конуса имеет координату $z = 0$, поверхность мишени имеет координату $z = r_0 / \text{tg}(\vartheta/2) \approx 2\text{мм}$.

На рис. 3 приведены положения границы дейтериевого объема для шести последовательных моментов времени начиная с момента схлопывания кольцевой кумулятивной струи. Для первых четырех моментов приведены также распределения давления и осевой составляющей скорости в дейтерии вдоль оси симметрии. В обоих дейтериевых объемах образуются высокоскоростные струи вдоль оси симметрии, которые затем отрываются от алюминия и вместе с порожденными ими ударными волнами движутся через относительно спокойный дейтерий. В результате удара нижней струи значительно повышается давление в дейтерии вблизи вершины конуса (рис. 3d).

На профиле давления рис. 3b видны зоны разрежения, которые возникают за высокоскоростными струями по мере их отрыва от алюминия. Со временем в эти зоны вторгается окружающий дейтерий. В верхнем дейтериевом объеме (правый объем на рис. 3) это

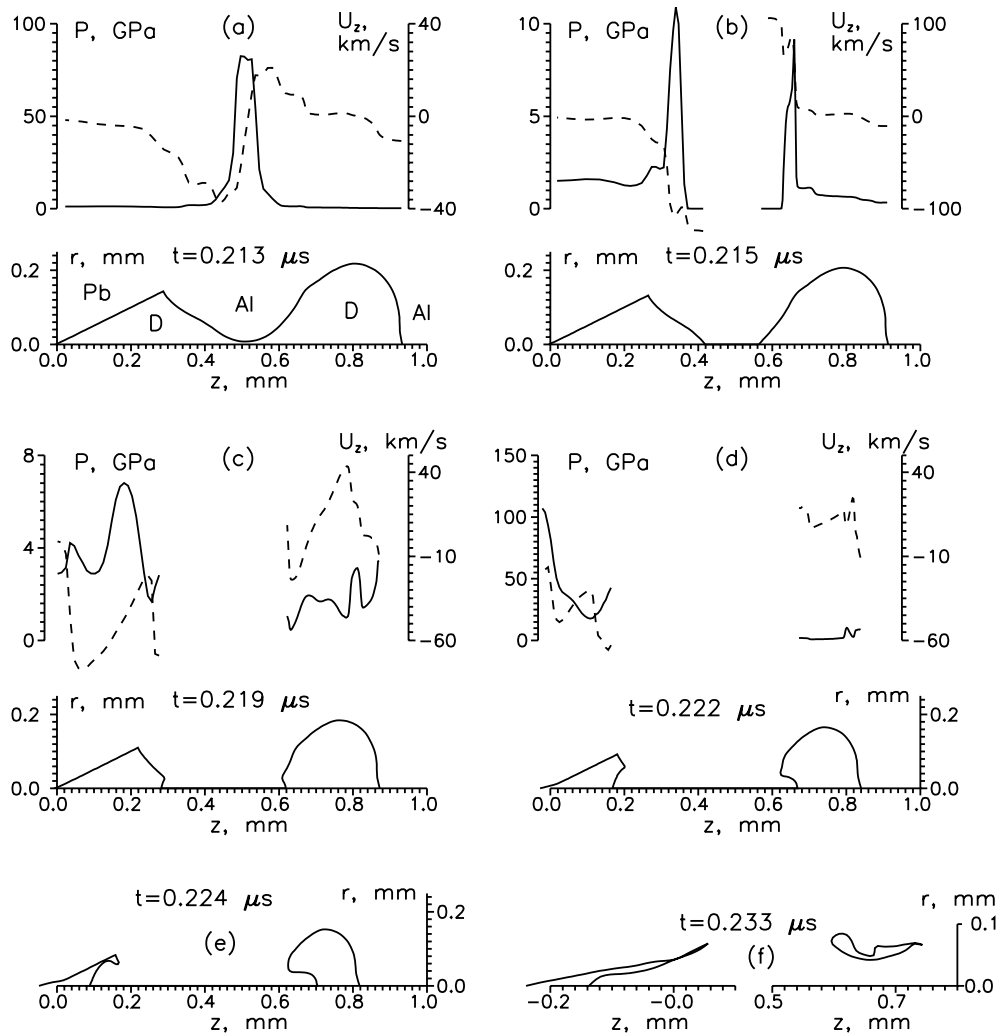


Рис. 3: Граница дейтериевого объема и профили давления (сплошная линия) и осевой составляющей скорости (штриховая линия) вдоль оси симметрии для нескольких последовательных моментов времени.

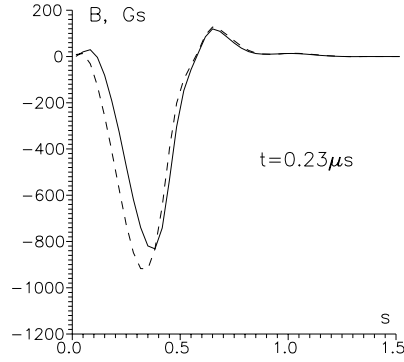


Рис. 4: Магнитное поле в ближайших к границе мишени ячейках сетки: сплошная линия — в свинце, штриховая — в дейтерии.

проявляется в виде обратной струи вдоль оси симметрии, что видно из профиля скорости на рис. 3с.

Дальнейшее сжатие дейтерия осуществляется вторичными кумулятивными струями алюминия вдоль оси симметрии (рис. 3d – f), возникающими из-за большого давления алюминия в области схлопывания кольцевой кумулятивной струи. Одна вторичная кумулятивная струя вдавлиывает нижнюю массу дейтерия в свинец, другая струя ”прошивает” верхний дейтериевый объем вдоль оси симметрии. Расчет проводился до тех пор, пока объем дейтерия в обеих частях не начинал увеличиваться. В нижнем дейтериевом объеме средняя плотность $\approx 0.15 \text{ г/см}^3$, температура $\sim 35 \text{ эВ}$. Дейтерий в верхнем объеме оказался более плотным ($\sim 0.4 \text{ г/см}^3$) и более холодным $\sim 10 \text{ эВ}$. В процессе счета от обеих дейтериевых объемов отделялись небольшие массы дейтерия, как это показано на рис. 3е для нижнего объема, которые выбрасывались из дальнейшего расчета.

Перейдем к описанию результатов расчета электромагнитного поля. На рис. 4 приведено типичное распределение магнитного поля вдоль границы мишени в некоторый момент времени, построенное по значениям в ближайших к границе ячейках сетки. Сплошная линия построена по значениям в свинце, а штриховая — по значениям в дейтерии. Координата s вдоль границы выбрана так, что $s = 0$ отвечает основанию конуса, $s = 1$ — точке пересечения с грани-

цей между алюминием и дейтерием. Видно, что магнитное поле, проникающее в мишень из алюминия, мало по сравнению с полем, проникающим из дейтерия. Отметим также, что расчет хорошо воспроизводит условие непрерывности магнитного поля при переходе через границу раздела сред.

Результаты расчета, приведенные на рис. 3, были получены на сетке с разбиением границы между алюминием и дейтерием на 100 интервалов. Результаты, представляемые ниже, относятся к более грубой сетке с 50 интервалами на этой границе, что приводит к значительному уменьшению затрат машинного времени. Основные характеристики течения при этом не меняются, однако происходит небольшой сдвиг по времени, который можно заметить при сравнении рис. 3 с представляемыми ниже результатами.

На рис. 5 приведена зависимость от времени некоторых экстремальных величин: максимального и минимального значений магнитного поля в мишени (сплошная линия) и в дейтерии (штриховая линия), а также максимальное давление в дейтерии. Экстремальные значения в дейтерии находились по его "нижнему" объему, расположенному между кольцевой кумулятивной струей и мишенью.

Схлопывание струи происходит на интервале времени $0.215 \approx 0.22$ мкс. Максимальное давление в дейтерии в момент схлопывания намного превосходит 500 ГПа и на рисунке не показано. В дейтерии возникает электромагнитное поле, однако оно носит локальный характер и никак не сказывается на поле в мишени. После схлопывания кумулятивной струи максимальное давление в дейтерии падает, однако в течении опять возникает область, где правая часть уравнения (3) становится большой и с которой связаны пики экстремальных значений поля в дейтерии на рис. 5. Это область глубокого разрежения за высокоскоростной струей дейтерия вдоль оси симметрии. Однако эта область опять расположена далеко от мишени и не оказывает практически никакого влияния на поле в ней.

Как видно из рис. 5, подъем поля в мишени коррелирует с ростом максимального давления в дейтерии. К такому росту давле-

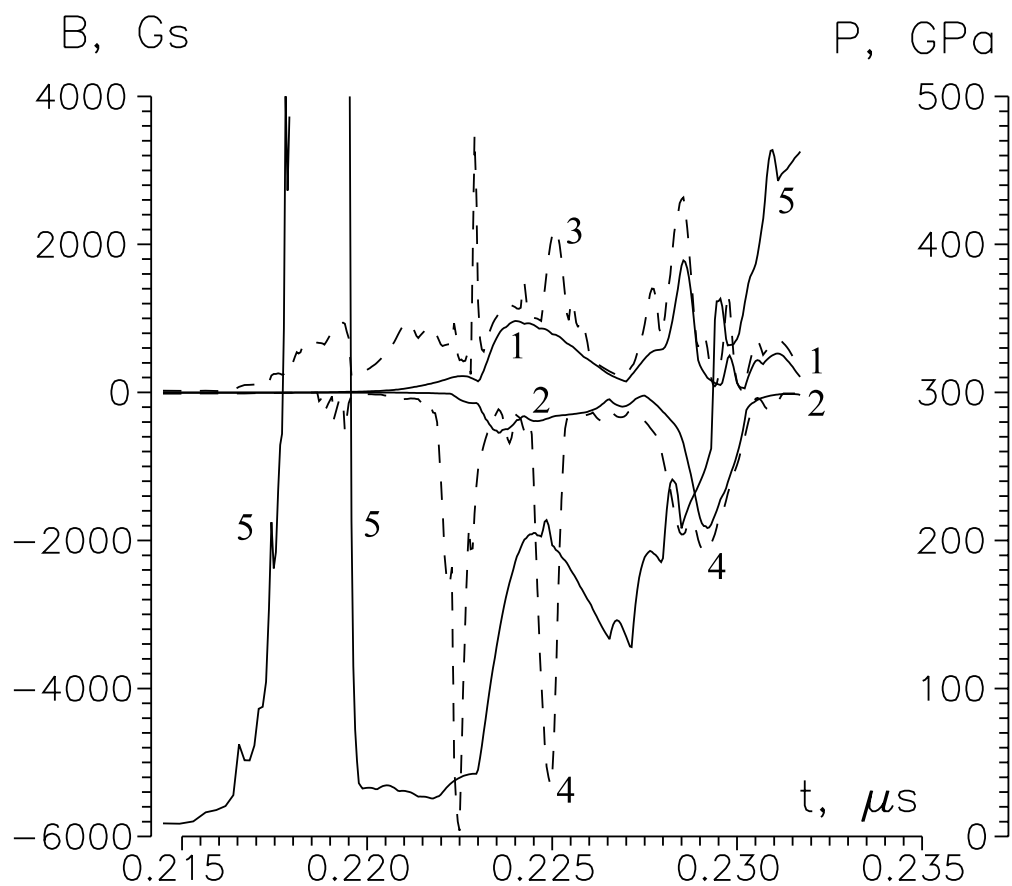


Рис. 5: Зависимость от времени экстремальных величин: максимального (1) и минимального (2) магнитного поля в мишени (сплошная линия), максимального (3) и минимального (4) магнитного поля в нижнем дейтериевом объеме (штриховая линия); максимальное давление в нижнем дейтериевом объеме (5).

ния приводит удар высокоскоростной струи в вершину конуса. После удара струи максимальное давление в дейтерии падает, как и поле в мишени. Затем начинается рост давления, вызванный сжатием дейтериевого объема вторичной кумулятивной струей алюминия. Всплеск поля в мишени при $t = 0.228 - 0.229 \text{ мкс}$ связан с локальным повышением давления в дейтерии на границе с мишенью вблизи границы с алюминием. Начиная с $t \approx 0.23 \text{ мкс}$ давление во всем дейтериевом объеме выравнивается и правая часть уравнения (3) становится малой по сравнению с диффузионными слагаемыми в левой части.

Для моментов времени, рассмотренных до сих пор, глубина проникновения магнитного поля в мишень была незначительной. Грубую оценку времени проникновения τ на глубину h можно получить, используя обычную для параболического уравнения зависимость, которая в применении к уравнению (3) имеет вид $\tau \approx 4\pi h^2/R$. Для $h = 0.5 \text{ мм}$ и удельного сопротивления свинца при нормальных условиях ($2 \cdot 10^{-5} \text{ ом} \cdot \text{см}$) имеем $\tau \approx 1.5 \text{ мкс}$. Расчет дальнейшей эволюции дейтериевого объема на такое время требует нереально больших затрат машинного времени. С другой стороны, как указывалось выше, генерация магнитного поля в дейтерии заканчивается, и поэтому распространение поля в мишени слабо зависит от эволюции дейтериевого объема.

В настоящей работе распространение магнитного поля вглубь мишени изучается в рамках уравнения (3) с постоянными по времени зависимостями давления и температуры от пространственных переменных. Эти зависимости, так же как и начальные данные, берутся из предыдущего расчета, результат которого был показан на рис. 5. В дейтерии полагается $\kappa = 0$. Слагаемые, зависящие от скорости, хотя формально и остаются в модели, оказываются малы по сравнению с диффузионными слагаемыми, по крайней мере в мишени.

Результаты расчета приведены на рис. 6 в виде зависимости модуля тока j от времени в двух точках, имеющих координату z

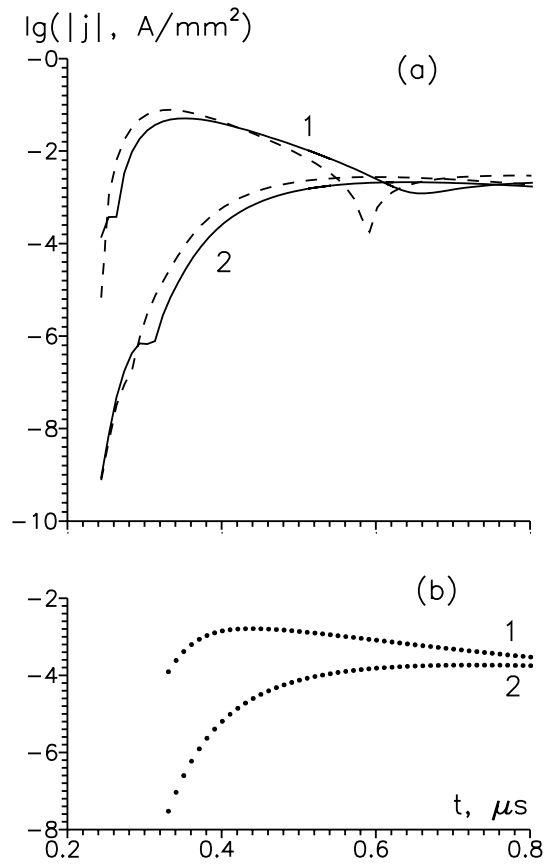


Рис. 6: Зависимость плотности тока от времени на больших (0.5 (1) и 1 мм (2)) расстояниях от оси мишени: а — мишень с углом раствора конуса $\vartheta = 53^\circ$; сплошная линия — основной расчет, штриховая линия — контрольный расчет с искусственно завышенным удельным сопротивлением свинца; б — мишень с углом раствора конуса $\vartheta = 30^\circ$;

примерно равную начальной координате вершины конуса. Первая точка находится на расстоянии от оси симметрии $r \approx 0.5$ мм, вторая — на расстоянии $r \approx 1$ мм. В первой точке модуль тока вначале достигает максимума $\sim 10^{-1} \text{ А/мм}^2$, а затем уменьшается до величины $\sim 10^{-3} \text{ А/мм}^2$. До такой же примерно величины поднимается ток и во второй точке. Таким образом, со временем вся указанная часть мишени оказывается охваченной токами Фуко порядка 10^{-3} А/мм^2 .

Для проверки чувствительности результатов к возможным ошибкам в определении сопротивления свинца при больших температурах и давлениях, был проведен контрольный расчет с искусственно измененным сопротивлением свинца

$$\tilde{R}(T, p) = R(T, p) \min \left(5, 1 + \frac{(T - T_0)(p - p_0)}{T_0 p_0} \right).$$

Результаты контрольного расчета показаны на рис. 6 штриховой линией. Видно, что отличие от основного расчета незначительное. Такую слабую чувствительность результатов к величине сопротивления свинца при больших давлениях и температурах можно объяснить следующим образом. На этапе генерации поля в дейтерии (рис. 5) величина поля в мишени определяется в основном полем в дейтерии, а не величиной сопротивления свинца. На этапе же распространения поля в мишени основную роль играет величина сопротивления в глубине мишени, где температура и давление мало отличаются от начальных значений T_0 и p_0 .

Проводился также аналогичный расчет электромагнитного поля для мишени с углом раствора конуса $\vartheta = 30^\circ$ и той же скорости ударника 5.4 км/с. В этом случае кольцевая кумулятивная струя алюминия не возникает. В результате спонтанное поле в дейтерии оказывается небольшим, что приводит и к уменьшению токов Фуко в мишени. Результаты расчета показаны на рис. 6 точками. Видно, что токи Фуко в этом случае оказываются примерно в 10 раз меньше, чем в случае $\vartheta = 53^\circ$. Таким образом, измерение токов Фуко в мишени может дать возможность устанавливать факт схлопывания кольцевой кумулятивной струи в дейтерии.

Автор признателен И.В.Ломоносову из Института химической физики РАН в Черноголовке за предоставленные таблицы уравнений состояния и кривых плавления металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Winterberg F.* // Plasma Phys. 1968. V. 10. P. 55.
2. *Martinez-Val J.M., Piera M., Velarde P.M.* // LIRPP'95. AIP Conference, Proceedings 369, Part One. Woodbury, New York: American Institute of Physics, 1996. P. 277.
3. *Соколов И.В.* // Успехи физ. наук. 1990. Т. 160, вып. 11. С. 143.
4. *Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П. и др.* // Труды ИОФАН. 1992. Т. 36. С. 5.
5. *Чарахчян А.А.* Численное моделирование сжатия газа в конических твердотельных мишенях. М.: ВЦ АН СССР, 1988.
6. *Чарахчян А.А.* // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1993. Т. 33. С. 766.
7. *Чарахчян А.А.* // Ж. прикл. механ. и технич. физ. 1994. N4. С. 22.
8. *Анисимов С.И., Беспалов В.Е., Вовченко В.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 67.
9. *Кадомцев Б.Б.* Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.
10. *Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортов В.Е.* Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1988.

11. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
12. Иваненко С.А., Чарахчьян А.А. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1988. Т. 28. С. 503.
13. Чарахчьян А.А. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1993. Т. 33. С. 1681.
14. Родионов А.В. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1987. Т. 27. С. 1853.
15. Van Leer B. // J. Comput. Phys. 1977. V. 23. P. 276.
16. Бахрах С.М., Глаголева Ю.П., Самигулин М.С. и др. // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. С. 566.
17. Бушман А.В., Красюк И.К., Крюков Б.П. и др. // Письма в журн. технич. физ. 1988. Вып. 19. С. 1765.
18. Захаров Н.С., Шайнога И.С., Шенцев Н.И. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 331.
19. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962.
20. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
21. Шматько О.А., Усов Ю.В. Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1987.
22. Алюминий. Свойства и физическое металловедение / Ред. Дж. Е. Хэтч. М.: Металлургия, 1989.