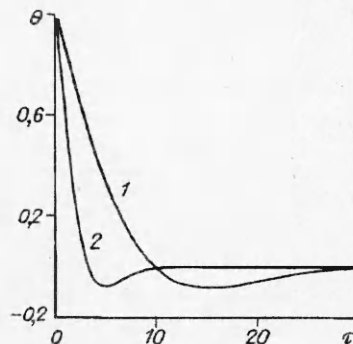


Р и с. 3



Р и с. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.В., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
2. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
3. Берд Р., Стюарт В., Лайфут Е. Явления переноса. — М.: Химия, 1974.
4. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984.
5. Марслен Дж., Мак-Кракен М. Бифуркация рождения цикла и ее приложение. — М.: Мир, 1980.
6. Йосс Ж., Джозеф Д. Элементарная теория устойчивости и бифуркаций. — М.: Мир, 1983.
7. Джозеф Д. Устойчивость движения жидкости. — М.: Мир, 1981.
8. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Физматгиз, 1961.
9. Шехтер Р. Вариационный метод в инженерных расчетах. — М.: Мир, 1971.
10. Боднарь Т.А. Тепловая устойчивость проточного химического реактора с неподвижным слоем катализатора // ФГВ. — 1990. — № 4. — С. 68—74.
11. Гулд С. Вариационные методы в задачах о собственных значениях. — М.: Мир, 1970.
12. Боднарь Т.А. Тепловая устойчивость тангенциального потока жидкости в кольцевом канале // ПМТФ. — 1991. — № 4. — С. 127—133.

г. Бийск

Поступила 1/VII 1991 г.,
в окончательном варианте — 30/VI 1993 г.

УДК 537.84

А.А. Чарахчян

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЖАТИЯ ДЕЙТЕРИЯ В КОНИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО КУМУЛЯТИВНОГО ЭФФЕКТА

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 традиционных 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 возмож-

© А.А. Чарахчян, 1994

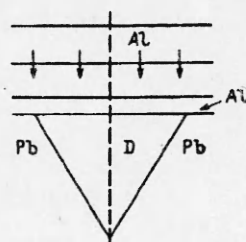
ность получения сверхплотного вещества. В настоящее время наиболее высокая интенсивность протекания реакции синтеза достигнута с использованием сферических мишеней (см., например, [2]). Тем не менее эксперименты с коническими мишенями (см. обзоры [3, 4]), в которых получена дейтериевая плазма с достаточно высокой скоростью протекания реакции синтеза, представляют несомненный интерес.

Наиболее неожиданный результат, до сих пор не получивший удовлетворительного объяснения, получен в эксперименте [5], численному моделированию которого посвящена настоящая работа. Алюминиевый ударник со скоростью $\sim 5,4$ км/с налетел на свинцовую мишень, заполненную дейтерием под давлением ~ 1 атм и закрытую сверху тонкой алюминиевой крышкой (рис. 1). Нагрев дейтериевой плазмы в таком эксперименте во многом определяется интенсивностью головной ударной волны, давление за фронтом которой пропорционально квадрату скорости ударника. Поэтому результат эксперимента [5] — стабильная регистрация $\sim 10^6$ нейтронов за выстрел — выделяется среди других экспериментальных результатов той небольшой скоростью ударника, при которой он получен. В аналогичных экспериментах [6] (мишень из золота, полиэтиленовый ударник, нейтронный выход $\sim 3 \cdot 10^7$) скорости ударников были значительно выше: $40 \div 50$ км/с. Еще более разительным является сравнение с экспериментом по лазерному сжатию [7], где удалось измерить скорость вещества оболочки внутри мишени ~ 100 км/с, а нейтронный выход был лишь $(1 \div 4) \cdot 10^4$.

К сожалению, эксперимент [5] не был продолжен после 1980 г. и, по-видимому, никем не повторен. В то же время авторы эксперимента [5] по-прежнему уверены в надежности своего результата, включив его в опубликованные недавно обзорные работы [4, 8].

Описываемое ниже течение, так же как и течение в сферических мишенях, имеет точки схлопывания ударных волн, где температура в рамках уравнений Эйлера в момент схлопывания не ограничена. Аккуратный расчет течения в окрестности таких точек является сложной проблемой, даже если основную роль в ограничении температуры играют диссипативные процессы, а не отсутствие устойчивости сходящихся ударных волн, поскольку расчет без привлечения автоматического решения требует использования сеток, сгущающихся к точке схлопывания (см., например, [9]). В многочисленных расчетах сжатия сферических мишеней (см., например, [10, 11]) вопрос о точности расчета течения в окрестности точки схлопывания ударной волны игнорируется. Такой подход представляется вполне оправданным, так как после схлопывания и отражения головной ударной волны дейтерий продолжает нагреваться вначале вторичными отраженными ударными волнами, а затем квазиadiaбатически. Поэтому неточность в определении течения, в частности температуры, в окрестности точки схлопывания ударных волн вряд ли может оказать заметное влияние на точность расчета течения в целом, в частности на величину нейтронного выхода. Приводимые ниже результаты расчетов также не претендуют на точность определения температуры плазмы в ближайшей окрестности точек схлопывания ударных волн.

В литературе имеется несколько примеров расчета задачи о сжатии газа в конических мишенях, где наряду с течением газа рассматривается течение в самой мишени и в сжимающем поршне. В [12—14] рассматриваются задачи, в которых кумулятивный эффект у боковой границы конуса не оказывает существенного влияния на форму внутренней границы поршня. На возможность появления в эксперименте [5] кольцевой кумулятивной струи алюминия впервые было указано, по-видимому, в [15]. Достаточно аккуратное численное моделирование начальной стадии образования такой струи выполнено в [16]. В [17] впервые численно решена двумерная задача, поставленная в связи с экспериментом [5]. Рассматривалась задача с пустым



Р и с. 1

углублением. Использовался метод сквозного счета через границы раздела сред [18] на сетке из $\sim 10^5$ узлов, по-видимому, неподвижных. Первые результаты расчета задачи с углублением, заполненным дейтерием, приведены в [19]. Использовались схемы первого порядка точности. Границы раздела сред, кроме верхней границы между алюминием и свинцом, не оказывающей заметного влияния на динамику сжатия дейтерия, выделялись явно в виде линий разностной сетки. Такой подход значительно повышает точность расчета по сравнению с методами сквозного счета через границы раздела сред. При значениях параметров, близких к экспериментальным, возникающая кольцевая кумулятивная струя алюминия, схлопываясь на оси симметрии, разделяла дейтерий на две части и порождала в нем высокоскоростные струи.

Использование в [19] схем первого порядка точности не позволяло надеяться на правильное количественное описание струй на сетках с числом узлов $(1+2) \cdot 10^3$. Результаты, представленные в данной работе, выполнены с применением в дейтерии и в прилегающем алюминии монотонных схем высокого порядка точности [20]. В сочетании с явным выделением границ раздела сред в виде линий разностной сетки это позволяет надеяться на правильное количественное описание течения. В пределах возможностей ЭВМ проводились контрольные расчеты на различных сетках.

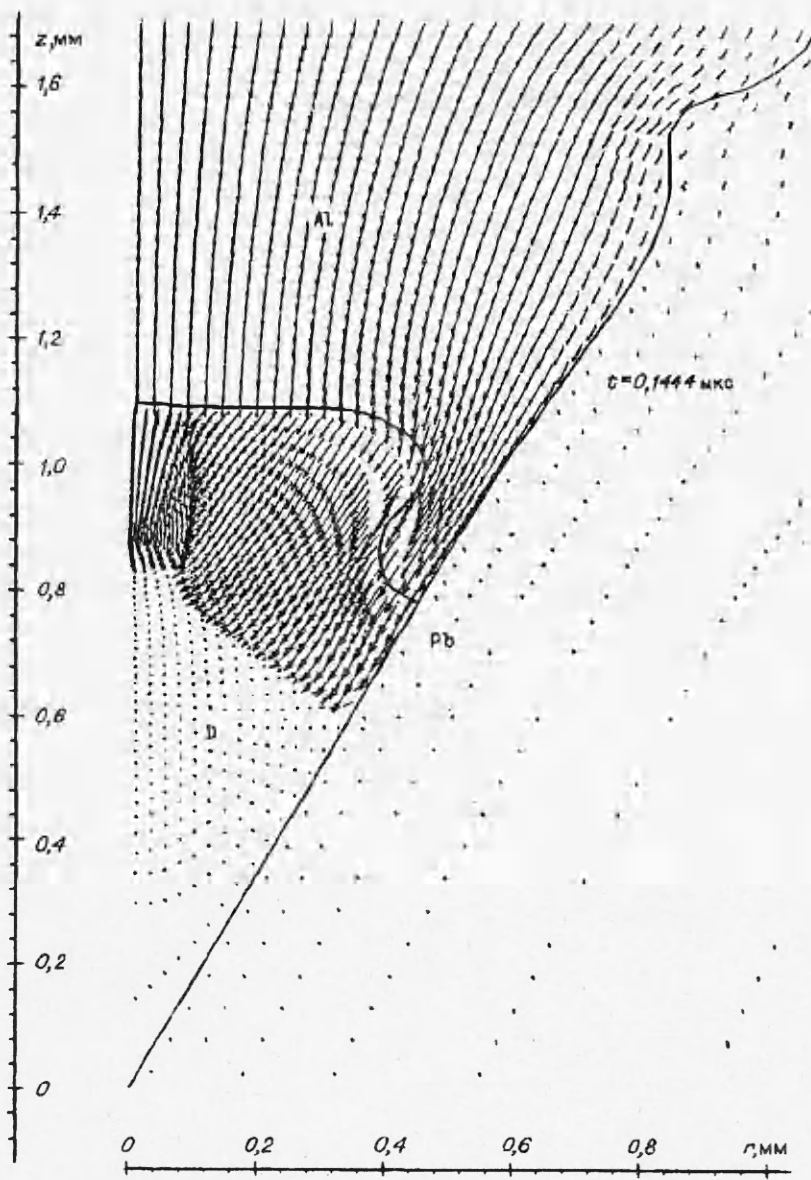
В отличие от [20], где рассмотрение ограничено стадией возникновения и распространения высокоскоростных дейтериевых струй, в настоящей работе представлены результаты вплоть до полного затухания струй и вызванных ими ударных волн в дейтерии. Течение описывается уравнениями Эйлера. Для дейтерия используется уравнение состояния полностью ионизованного совершенного газа, а для металлов — широкодиапазонное уравнение состояния [21]. Параметры задачи: начальная скорость ударника 5,4 км/с, начальное давление в дейтерии 1 атм, толщина ударника 2 мм, толщина крышки мишени 0,3 мм, радиус отверстия на поверхности мишени 1 мм, угол раствора конуса 60° .

Представленные в настоящей работе результаты не претендуют на объяснение эксперимента [5]. Более того, расчет числа нейтронов на основе известной формулы для скорости D—D-реакции как функции температуры и плотности [22] дает практически нулевой результат. Тем не менее ясно, что создание теории, объясняющей эксперимент [5], невозможно без знания особенностей возникающего течения.

На формирование течения может оказать заметное влияние неустойчивость границы раздела между алюминием и дейтерием (см., например, [23, 24]). В данной работе этот вопрос не рассматривается. Ответ на него помимо чисто теоретического анализа требует расчетов с изначально возмущенной границей раздела. В будущем предполагается провести такие расчеты на более мощной ЭВМ хотя бы для двумерных возмущений.

На приводимых ниже рисунках через t обозначено время, через z и r — осевая и радиальная координаты. Основание конуса в начальный момент времени имеет координату $z = 0$.

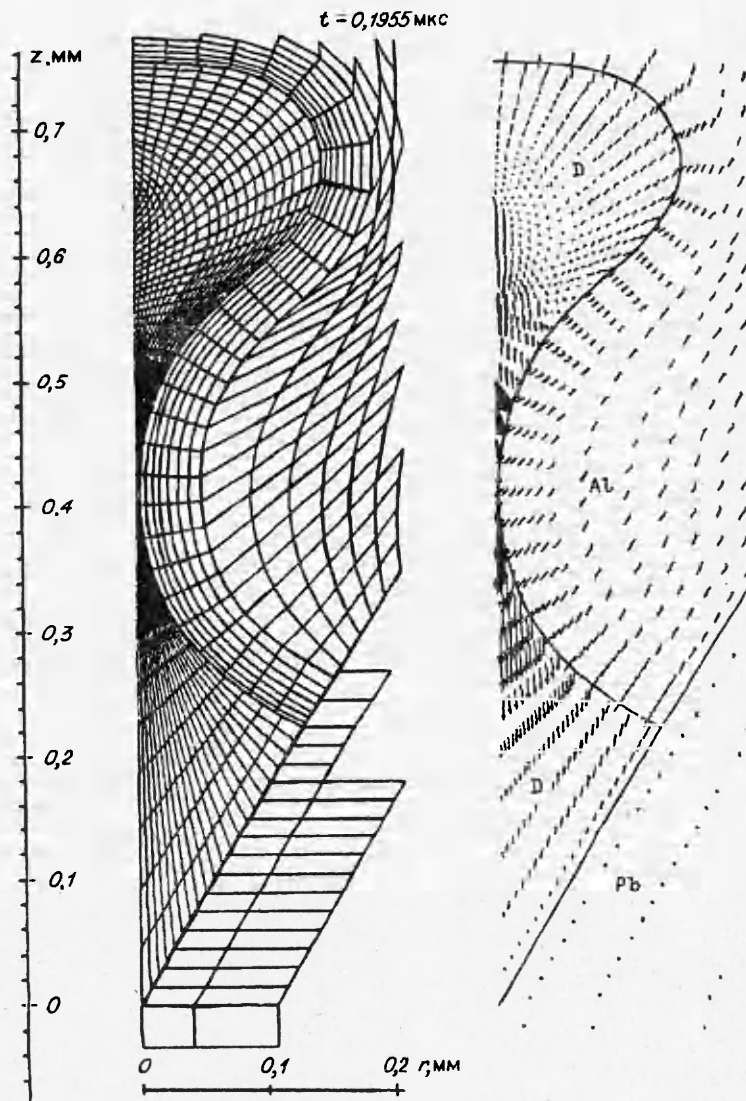
Описание течения. На рис. 2 показан фрагмент поля скорости на начальной стадии сжатия. Сплошными линиями показаны границы раздела сред. Уже сформировалась кольцевая кумулятивная струя алюминия. Видна структура ударных волн в дейтерии. Одна ударная волна порождена ускорением основной части внутренней границы алюминия. Она имеет плоский фронт, параллельный первоначальному положению границы алюминия. Две другие ударные волны порождены кумулятивной струей алюминия. Одна из них движется по невозмущенному дейтерию в направлении основания конуса, а другая — по сжатою плоской ударной волной дейтерию в направлении оси симметрии. Эта последняя ударная волна в дальнейшем схлопывается и отражается от оси симметрии. Качественно поведение ударных волн такое же, как и в случае падения на коническую мишень плоской ударной волны (см. [25]).



Р и с. 2

На рис. 3 показан фрагмент разностной сетки (более жирные линии — границы раздела сред) и поля скорости в окрестности дейтериевой области непосредственно перед схлопыванием алюминия на оси симметрии. Дейтерий делится на две части, которые далее будут называться верхней и нижней. Видно, что в обеих частях дейтерия возникают высокоскоростные струи вдоль оси симметрии.

Будем предполагать, что решение уравнений Эйлера описывает процесс схлопывания следующим образом. Граница раздела между алюминием и дейтерием вначале касается оси симметрии в одной точке. Затем точка превращается в расширяющийся отрезок, концы которого являются точками пересечения границы раздела с осью симметрии. Угол пересечения α (свой для каждого конца отрезка) отличен от нуля в любой момент времени, за исключением, быть может, небольшого интервала после момента касания.

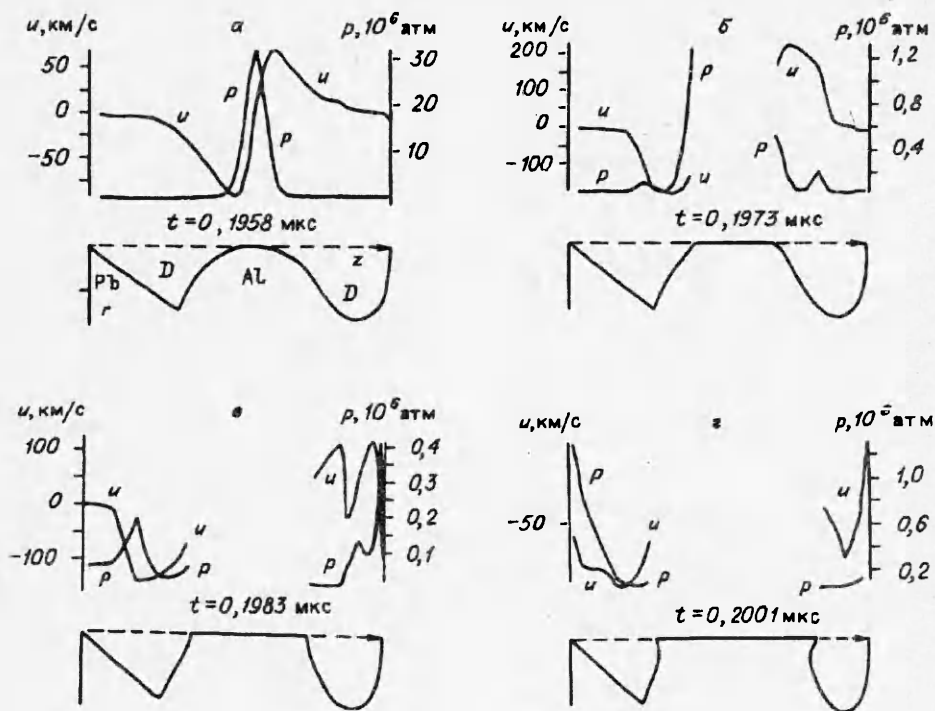


Р и с. 3

Тогда скорость конца отрезка u_e связана с углом α и с нормальной к границе раздела компонентой скорости u_n очевидным геометрическим соотношением

$$(1) \quad u_e = u_n / \sin \alpha.$$

Такое поведение решения уравнений Эйлера численно моделируется следующим образом. Как только какой-либо узел граничной между алюминием и дейтерием линии сетки подходит достаточно близко к оси симметрии, он помещается на ось и далее может двигаться только вдоль оси. Если соседний узел границы раздела уже находится на оси симметрии, то соответствующий ряд дейтериевых ячеек выбрасывается из расчета, а на границе соответствующей алюминиевой ячейки ставится условие симметрии. До схлопывания узлы вдоль граничной линии располагаются равномерно. Равномерность расстановки узлов сохраняется до тех пор, пока на ось симметрии не попадет некоторое заданное количество узлов. После этого начинаются расчет скорости перемещения крайних узлов на оси симметрии по формуле (1) и равномерная расстановка узлов граничной линии отдельно для обеих частей дейтерия и для алюминиевой перемычки на оси симметрии. В результате

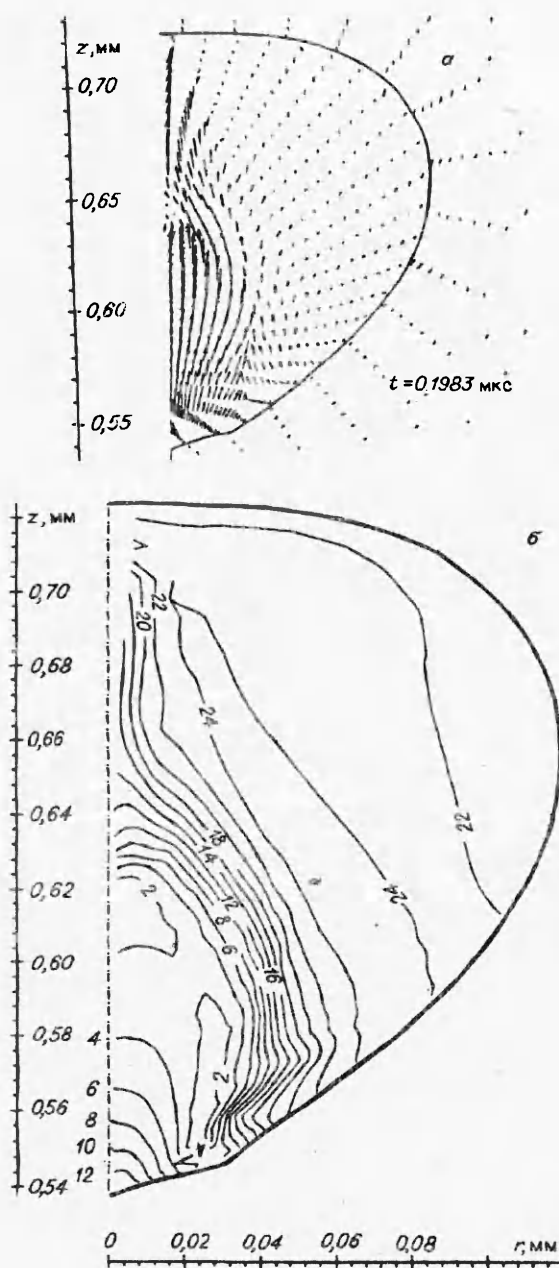


Р и с. 4

угол α увеличивается и узлы линии раздела сред отходят от оси симметрии. Эффективное увеличение шага по времени для явной схемы достигалось путем многократного использования этой схемы в тех ячейках, где заданное значение шага по времени выходило за границу устойчивости схемы для данной ячейки.

Динамика схлопывания алюминия, образования и распространения дейтериевых струй показана на рис. 4. Для четырех последовательных моментов времени приводятся распределения давления и скорости вдоль оси симметрии. В нижней части приведены соответствующие профили границы дейтериевого объема. Штриховая линия — ось симметрии, стрелкой показано положительное направление вдоль оси. Непосредственно перед схлопыванием давление в самом узком месте горловины $\approx 30 \cdot 10^6$ атм (рис. 4, а). Затем давление в дейтерии падает, а струи “отрываются” от алюминия и вместе с порожденными ими ударными волнами движутся через относительно спокойный дейтерий. Максимальная скорость для верхней части дейтерия ≈ 200 км/с, для нижней ≈ 180 км/с (рис. 4, б). Струя в верхней части ударяет в алюминий, движущийся в противоположном направлении (рис. 4, в). Другая струя ударяет в основание конуса, заметно повышая там давление (рис. 4, г). Это приводит к увеличению скорости деформации свинца, что и ограничивает рост давления.

Положительное значение скорости в верхней части дейтерия на рис. 4, в, г отражает появление обратной струи, процесс образования которой иллюстрируют рис. 5 и 6. На рис. 5 представлены поля скорости и плотности в верхней части дейтерия, когда первоначальная струя уже оторвалась от алюминия (а — поле скорости, б — изохоры, $10 [\lg(\rho, \text{г/см}^3) + 4]$). Видно, что за фронтом струи образуется зона относительно разреженного дейтерия. Окружающий дейтерий вторгается в эту зону и генерирует обратную струю, показанную на рис. 6, где приведено и поле температуры (а — поле скорости, б — изотермы в дейтерии, эВ). Максимальное значение температуры, которое является максимальным и для всех предыдущих моментов времени, около 60 эВ. Основная масса дейтерия нагрета значительно меньше.



Р и с. 5

дейтерия оказывается весьма умеренной ($30 \div 40$ эВ), не слишком сильно отличаясь от расчета по схемам первого порядка точности (≈ 20 эВ [19]). Максимальные значения температуры, вызванные появлением струй, также невелики ($60 \div 70$ эВ). В [5] представлены результаты расчета одномерной сферически-симметричной задачи, расчет которой был ограничен некоторым условием, связанным со скоростью деформации свинца. Приведенные значения температуры $300 \div 500$ эВ явно отвечают начальной скорости ударника, существенно превышающей $5,4$ км/с, и их появление в [5] является каким-то недоразумением. В то же время, как уже указывалось выше, авторы эксперимента [5] уверены в своем результате ($\sim 10^6$ нейтронов за выстрел при скорости ударника $\sim 5,4$ км/с), включив его в обзорные работы [4, 8].

В дальнейшем обе массы дейтерия сжимаются вторичными кумулятивными струями алюминия (рис. 7).

На рис. 8, а, б показаны поля скорости и давления (10^3 атм) в верхней части дейтерия непосредственно перед соединением вторичной кумулятивной струи с основной массой алюминия, движущейся в противоположном направлении. Максимальное значение температуры дейтерия ≈ 30 эВ. Давление в дейтерии почти выровнялось и мало отличается от давления в окружающем алюминии. Поэтому дальнейшее заметное сжатие и нагрев дейтерия маловероятны. С другой стороны, продолжение расчета требовало изменения структуры разностной сетки в верхней части дейтерия, что связано со значительным усложнением программы на ЭВМ. По этим двум причинам дальнейший расчет верхней части дейтерия был прекращен.

Расчет нижней части дейтерия продолжался до тех пор, пока ее объем не начал увеличиваться. Соответствующее поле температуры приведено на рис. 9. Максимальная температура ≈ 40 эВ, средняя ≈ 30 эВ, обе величины со временем уменьшаются. Средняя плотность $\approx 0,2$ г/см³.

Нейтронный выход. После затухания в дейтерии струй и вызванных ими ударных волн температура

Число образующихся нейтронов вычислялось по известной формуле (см., например, [22])

$$(2) \quad N = \int \int w_{DD}(T) n^2 / 4 \, dV dt,$$

$$w_{DD}(T) = 2,6 \cdot 10^{-14} T^{-2/3} \exp(-18,76/T^{1/3}) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1},$$

где $w_{DD}(T)$ — скорость D—D-реакции; T — температура, кэВ; n — число ядер дейтерия в единице объема; интегрирование выполняется по всему объему дейтерия и по времени. Из-за сравнительно небольших значений температуры число нейтронов в расчете $N \approx 0$.

Дадим грубую нижнюю оценку температуры плазмы в эксперименте [5]. Для этого формулу (2) заменим приближенной оценкой

$$(3) \quad N = M \tau \bar{\rho} w_{DD}(\bar{T}) / 4 m_D^2.$$

Здесь M — масса дейтерия; τ — время существования высокотемпературной плазмы; $\bar{\rho}$, \bar{T} — характерные плотность и температура плазмы; m_D — масса ядра дейтерия. Имея в виду, что в расчете сжатие дейтерия прекращалось через $\sim 0,2$ мкс, положим $\tau = 0,1$ мкс. В качестве верхней оценки для $\bar{\rho}$ возьмем 1 г/см^3 , что примерно в 5 раз больше, чем в расчете. Начальное давление дейтерия в эксперименте ~ 1 атм, что дает начальную плотность

дейтерия $\sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$. Параметры мишени в эксперименте (см. [4]) — угол раствора конуса 53° , радиус отверстия на поверхности мишени 1 мм — дают

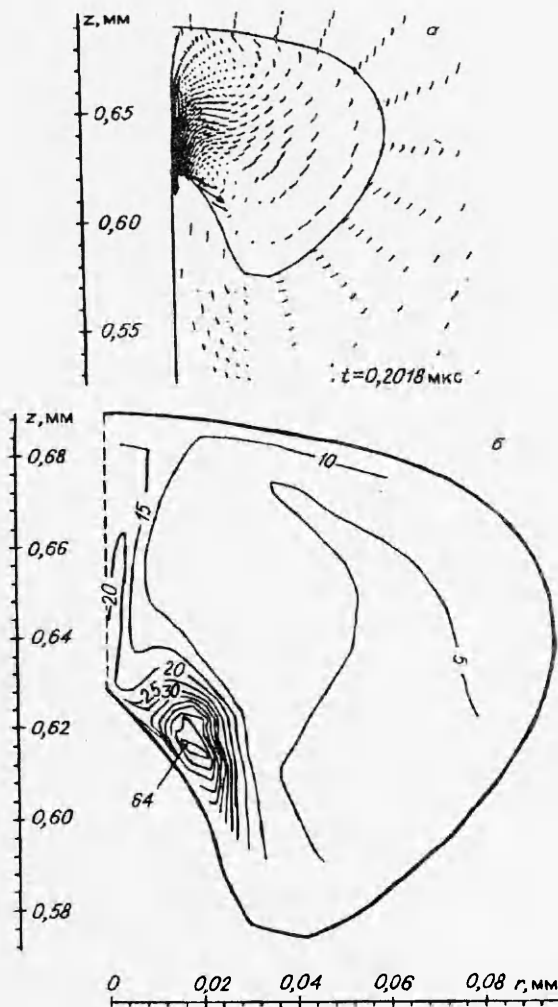


Рис. 6

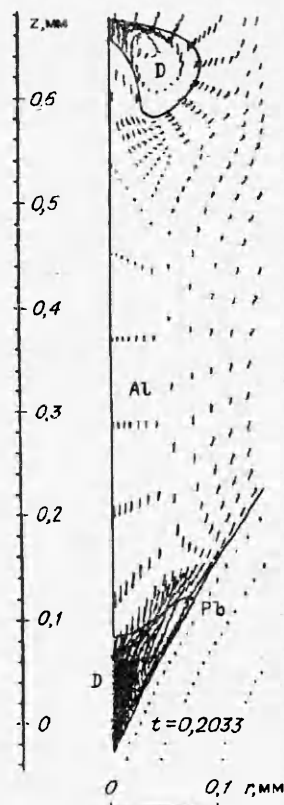
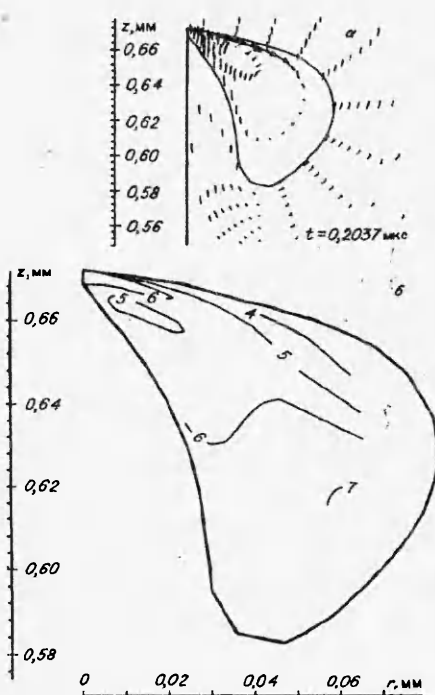
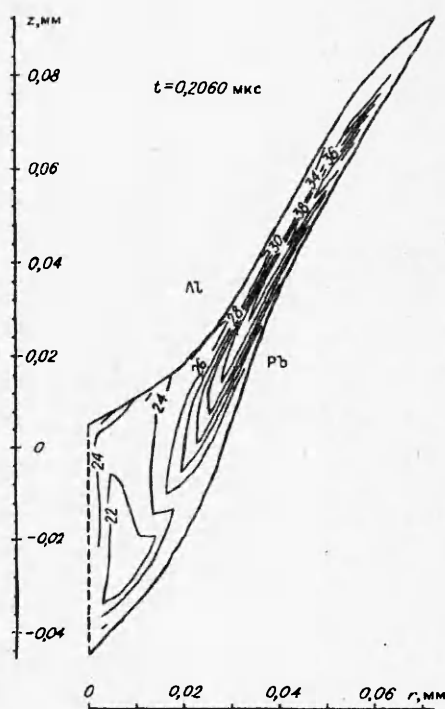


Рис. 7



Р и с. 8



Р и с. 9

$M \approx 4,2 \cdot 10^{-7}$ г. В результате, положив в (3) $N = 10^6$, получим $\bar{T} \approx 0,2$ кэВ. Если плазма нагрета неравномерно, то ее максимальная температура должна быть еще больше. Такое явное несоответствие с приведенными выше значениями температуры в расчете позволяет предположить, что в эксперименте имеется эффективный механизм нагрева плазмы, которого нет в уравнениях Эйлера и который, следовательно, связан не только со сжатием плазмы. В то же время нельзя исключить и того, что в эксперименте интенсивная D—D-реакция идет в отсутствие высокотемпературной плазмы. В связи с последней возможностью укажем на определенную аналогию между дейтериевой струей, которая со скоростью $\sim 180\text{—}200$ км/с внедряется в относительно спокойный дейтерий, и пучком кластеров тяжелой воды, бомбардирующих дейтерированную мишень со скоростью ~ 100 км/с в известном эксперименте [26]. В последнем случае регистрируется аномально большое число протонов D—D-реакции (имеются два примерно равновероятных канала протекания D—D-реакции, в одном из которых генерируются нейтроны, а в другом — протоны (см., например, [22]). Как указано в [27], скорость реакции в эксперименте [24], очевидно, не может зависеть только от термодинамических параметров плазмы, поскольку протоны перестают регистрироваться при замене дейтерия на водород либо в кластерах, либо в мишени.

В заключение кратко остановимся на результатах [20] расчета задач, выходящих за рамки уравнений Эйлера. В рамках уравнений Навье—Стокса двухтемпературной гидродинамики численно исследовался вызванный высокоскоростной струей вязкий нагрев дейтериевой плазмы в погранслое у границы с алюминием. Найдено распределение температуры ионов в погранслое, которое также не может объяснить величину нейтронного выхода в эксперименте. В то же время вопрос о наличии в решении уравнений Навье—Стокса локальных зон с очень высокой ионной температурой остается открытым, поскольку ответ на него требует расчета вязкого нагрева в узком слое вдоль всей границы струи, а не только там, где она совпадает с границей дейтериевого объема. Выполнить такое численное исследование в

настоящее время не представляется возможным из-за отсутствия как достаточно мощной ЭВМ, так и удовлетворительной адаптивной сеточной процедуры.

В рамках уравнений двухтемпературной магнитной гидродинамики численно исследовалось влияние на течение спонтанного электромагнитного поля, вызванного высокоскоростной струей дейтериевой плазмы. Показано, что в такой постановке электромагнитное поле не оказывает заметного влияния на течение. В то же время абсолютное значение поля в дейтерии ($\sim 10^4$ Гс) может оказаться достаточным для наведения в мишени токов, которые можно обнаружить экспериментально. Если бы это удалось сделать, то корреляция появления токов с нейтронным выходом явилась бы надежным доказательством связи последнего со схлопыванием алюминия. Заметим, что в случае воздействия лазерного излучения на вещество такие токи удастся измерять [28], в то время как соответствующий расчет [29] дает максимальную величину магнитного поля всего 25 Гс.

Общий вывод по результатам настоящей работы и [20] следующий. Многолетние усилия автора объяснить результат эксперимента [5] дали пока отрицательный результат: для получающейся в расчетах температуры дейтериевой плазмы нейтронный выход в эксперименте должен был бы быть незначительным.

Автор благодарен Ю.Д. Шмыглевскому за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Winterberg F. Implosion of a dense plasma by hypervelocity impact // Plasma Phys. — 1968. — V. 10, N 1.
2. Накаи С., Мима К., Азечи Х. и др. Перспективы зажигания термоядерной реакции на установке ГЕККО XII по программе ЛТС // Квантовая электроника. — 1992. — Т. 19, № 10.
3. Соколов И.В. Гидродинамические кумулятивные процессы в физике плазмы // УФН. — 1990. — Т. 160, вып. 11.
4. Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П. и др. Импульсное сжатие и нагрев газа в конических мишенях // Тр. ИОФАН. — М.: Наука, 1992. — Т. 36.
5. Анисимов С.И., Беспалов В.Е., Вовченко В.И. и др. Генерация нейтронов при взрывном инициировании ДД реакции в конических мишенях // Письма в ЖЭТФ. — 1980. — Т. 31, вып. 1.
6. Дерентович Г. Сильное сжатие вещества при помощи кумуляции энергии взрывчатых веществ // ПМТФ. — 1989. — № 1.
7. Вовченко В.И., Воляк Т.Б., Касьянов Ю.С. и др. Характеристики процесса взаимодействия лазерного излучения с оболочечными мишенями. — М., 1987. — (Препр./ИОФАН СССР; № 179).
8. Бушман А.В., Красюк И.К., Крюков Б.П. и др. О численном моделировании газодинамических явлений в конических мишенях. М., 1989. — (Препр./ИВТАН СССР; № 6-278).
9. Марченко А.И., Урбан В.В. О расчете сходящихся ударных волн // ПМТФ. — 1988. — № 2.
10. Афанасьев Ю.В., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. Лазерное сжатие стеклянных оболочек // Письма в ЖЭТФ. — 1976. — Т. 23, № 8.
11. Гальбург В.А., Иванов М.Ф. Динамика сжатия газа сферическими оболочками при учете ионизации. — М., 1981. — (Препр./ИВТАН СССР; № 2-079).
12. Mason R.J., Fries R.J., Farnum E.H. Conical targets for implosions studies with a CO₂ laser // Appl. Phys. Lett. — 1979. — V. 34, N 1.
13. Таран М.Д., Тишкин В.Ф., Фаворский А.П. и др. О моделировании схлопывания квазисферических мишеней в твердотельных конусах. — М., 1980. — (Препр./Ин-т прикл. математики АН СССР; № 127).
14. Демченко В.В., Холодов А.С. Численное исследование сжатия и нагрева конических мишеней // ПМТФ. — 1985. — № 6.
15. Терновой В.Я. Струеобразование при сжатии плазмы в остроугольной геометрии // ПМТФ. — 1984. — № 5.
16. Рассказова В.В., Рогачев В.Г., Свидинская Н.Ф. Двумерные газодинамические эффекты при движении оболочки в конической твердотельной мишени // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. — 1985. — Вып. 3.

17. Бушман А.В., Красюк И.К., Крюков Б.П. и др. Кумулятивные явления при импульсном воздействии на конические мишени // Письма в ЖТФ. — 1988. — Т. 14, вып. 19.
18. Агурейкин В.А., Крюков Б.П. Метод индивидуальных частиц для расчета течений многокомпонентных сред с большими деформациями // ЧММСС. — 1986. — Т. 17, № 1.
19. Чарахчян А.А. Численное моделирование сжатия газа в конических твердотельных мишенях. — М.: ВЦ АН СССР, 1988.
20. Чарахчян А.А. Расчет сжатия дейтерия в конической мишени в рамках уравнений Навье—Стокса для двухтемпературной магнитной гидродинамики // ЖВММФ. — 1993. — Т. 33, № 5.
21. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных нагрузок. — Черногловка: ИХФ АН СССР, 1988.
22. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез. — М.: Атомиздат, 1977.
23. Richtmyer R.D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Commun. Pure and Appl. Math. — 1960. — V. 13, N 2.
24. Мешков Е.Е. Некоторые результаты экспериментальных исследований гравитационной неустойчивости границ раздела сред разной плотности // Исследование гидродинамической устойчивости с помощью ЭВМ. — М.: Ин-т прикл. математики АН СССР, 1981. — С. 163—190.
25. Setchell R.E., Storm E., Sturtevant B. An investigation of shock strengthening in a conical convergent channel // J. Fluid Mech. — 1972. — V. 56, N 3.
26. Beuler R.J., Friedlander G., Friedman L. Cluster-impact fusion // Phys. Rev. Lett. — 1989. — V. 63, N 12.
27. Леонас В.Б. Новый подход к осуществлению реакций D—D-синтеза // УФН. — 1990. — Т. 160, вып. 11.
28. Бархударов Э.М., Гелашвили Г.В., Гумбаридзе Г.Г., Тактакишвили М.И. Эффективность преобразования лазерного излучения в электрическую энергию // Квантовая электроника. — 1987. — Т. 14, № 9.
29. Захаров Н.С., Шайнога И.С., Шенцев Н.И. О генерации магнитных полей при воздействии на твердые преграды сдвоенных импульсов излучения // Квантовая электроника. — 1989. — Т. 16, № 2.

г. Москва

Поступила 13/VII 1993 г.,
в окончательном варианте — 5/X 1993 г.

УДК 534.26+539.374

Н.А. Остапенко, В.И. Романченко, Г.Е. Якунина

ОПТИМАЛЬНЫЕ ФОРМЫ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЛ С МАКСИМАЛЬНОЙ ГЛУБИНОЙ ПРОНИКАНИЯ В ПЛОТНЫЕ СРЕДЫ

Проведено исследование оптимальной пространственной формы тел, проникающих в плотные среды, когда при определенных допущениях взаимодействие среды и тела может быть рассмотрено в рамках закона локальности [1]. Построен и реализован численный алгоритм поиска формы тела, обеспечивающей максимальную глубину проникания, в основу которого положен метод локальных вариаций [2].

Приведены примеры решения вариационной задачи при различных изопериметрических условиях, налагаемых на геометрию тела, показывающие, что оптимальные пространственные тела могут обладать значительным преимуществом по глубине проникания в сравнении с эквивалентными традиционными телами вращения.

1. Классы тел. Рассмотрим движение тела, форма поверхности которого в цилиндрической системе координат (r, θ, x) с началом в носике тела и

© Н.А. Остапенко, В.И. Романченко, Г.Е. Якунина, 1994