

УДК 533.6.011.72

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИИ НА СЖАТИЕ ГАЗА СХОДЯЩЕЙСЯ ОБОЛОЧКОЙ

ГАЛЬБУРТ В. А.

Одним из эффективных способов получения плотной высокотемпературной плазмы является сжатие газа сходящимися оболочками, которые могут быть разогнаны до больших скоростей продуктами взрыва либо в результате абляции, вызванной лазерным излучением или электронным пучком [1-3]. Для интерпретации результатов таких экспериментов очень важным является создание удовлетворительных физических моделей, позволяющих получать правдоподобные оценки реализуемых в результате сжатия параметров плазмы. В ряде случаев процесс сжатия можно достаточно точно описать системой простых уравнений гидродинамики, имеющей частные аналитические решения (см., например, [4-7]), однако, как правило, для более реалистичных оценок приходится учитывать комплекс физических явлений, сопровождающих процесс сжатия, и в таких случаях наиболее эффективно численное моделирование процесса, позволяющее более полно исследовать влияние различных факторов [7-9].

Режимы сжатия, соответствующие скоростям метания оболочек в несколько десятков километров в секунду (достижимые в экспериментах с лазерным обжатием оболочек толщиной в несколько микрон), в настоящее время подробно рассмотрены в работах, посвященных импульсному термоядерному синтезу (например, [8-10]), из которых следует, что процесс с достаточной точностью соответствует сжатию полностью ионизованного в начальный момент газа. В экспериментах с более массивными оболочками (порядка 100 мкм и более) реально достижимые скорости не превосходят 5-20 км/с [1]. При таких скоростях плотности энергии, заключенной в ударной волне, отходящей от оболочки, может оказаться недостаточно для полной ионизации сжимаемого газа, что должно сказаться на его дальнейшем сжатии и нагреве.

В настоящей работе рассмотрены именно такие режимы сжатия газонанодневных мишеней. Исследования проведены численным методом. Для сравнения в ряде случаев расчеты проделаны как с учетом ионизации сжимаемого газа, так и в предположении, что газ в начальный момент уже полностью ионизован.

Пусть газ заключен в сферическую оболочку с внутренним радиусом R_0 , которая в момент времени $t=0$ начинает равномерно сходиться к центру с начальной скоростью V_0 . Ее движение в последующие моменты времени порождает в сжимаемом газе серию сходящихся и отраженных от центра ударных волн, в результате чего температура и давление в сжимаемой среде повышаются, а оболочка тормозится.

Такой процесс даже в предположении постоянной степени ионизации сжимаемого газа не является автомодельным. В пределе больших сжатий он должен стремиться к адиабатическому. Это следует из того, что при вырождении по газу серии ударных волн относительное приращение энтропии $\Delta S/S$ стремится к нулю, когда число ударных волн велико [11]. Однако вопрос, с какого момента этот процесс можно считать с достаточной степенью точности адиабатическим, остается открытым. Ответ на него можно получить из численного эксперимента.

Для решения задачи воспользуемся системой уравнений двухтемпературной газовой динамики, записанной в лагранжевом представлении, с учетом теплопроводности, обмена энергией между электронами и ионами

и ионизации. Система имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -r^v \frac{\partial (p_i + p_e)}{\partial x}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial (r^v v)}{\partial x}, \quad \frac{\partial E_i}{\partial t} = -p_i \frac{\partial (r^v v)}{\partial x} + Q_{ei} \\ \frac{\partial E_e}{\partial t} &= -\frac{\partial E_i}{\partial t} - (p_i + p_e) \frac{\partial (r^v v)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \rho r^{2v} \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) + NI \frac{dz}{dt} \\ E_{i,e} &= \frac{R}{\gamma - 1} T_{i,e}, \quad p_i = \rho (\gamma - 1) E_i \\ p_e &= \rho z (\gamma - 1) E_e \\ Q_{ei} &= \frac{A \rho (T_e - T_i)}{T_e^{3/2}}, \quad A = 4n_e \left(\frac{2\pi m}{k} \right)^{1/2} \frac{e^4 \Lambda Z^2}{M^2} \end{aligned} \quad (1)$$

В этих уравнениях v — скорость, t — время, x — лагранжева координата, r — эйлерова координата, $dx = \rho r^v dr$, p — давление, ρ — плотность, E — энергия, T — температура, индексы i и e относятся соответственно к ионной и электронной компонентам, v — размерность сжимаемого объема ($v=0, 1, 2$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрии), χ — коэффициент теплопроводности, R — газовая постоянная, γ — показатель адиабаты, N — число атомов в 1 г вещества, I — потенциал ионизации, z — степень ионизации, k — постоянная Больцмана, Λ — кулоновский логарифм, M — масса иона и Z — его заряд, остальные обозначения общепринятые.

Коэффициент электронной теплопроводности χ выбирается в форме, учитывающей столкновения как с ионами, так и с нейтральными атомами [12]:

$$\chi^{-1} = \chi_{ei}^{-1} + \chi_{en}^{-1}$$

$$\chi_{ei} = 1,145 \frac{n_e k^{3/2} T_e^{5/2}}{\Lambda (\pi m)^{1/2} e^4 Z^2 n_i}, \quad \chi_{en} = 0,28 \frac{n_e}{n - n_i} \left(\frac{8T_e}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{k^2}{\sigma}$$

Здесь σ — полное сечение столкновения электрона с нейтральными атомами.

Степень ионизации z в равновесном случае рассчитывается по уравнению Саха

$$\frac{z^2}{z-1} = 2 \frac{u_1}{u_0} \frac{1}{n} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{T}{k T_e} \right)$$

где u_1 и u_0 — статистические веса, n — плотность числа частиц, остальные обозначения общепринятые. В неравновесном случае z определяется из кинетического уравнения

$$\frac{dz}{dt} = \alpha n z - \beta n^3 z^3$$

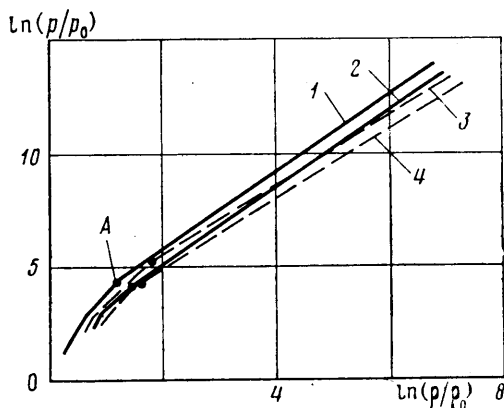
где α , β — константы ионизации и рекомбинации соответственно.

Движение сжимающего лайнера описывается той же системой уравнений (1), при этом уравнение состояния твердого тела аппроксимируется, например, идеальным газом с показателем адиабаты $\gamma=3$. Расчеты показали, что характер сжатия газа толстостенной оболочкой в рассматриваемых режимах практически не зависит от ее уравнения состояния. Важно то, что вследствие ее массивности замедление незначительно, и процесс аналогичен сжатию газа жесткой сферой бесконечной массы.

В начальный момент времени $t=0$ для всех r заданы начальные плот-

ности (ρ_{01} для газа и ρ_{02} для оболочки), температуры $T_{01}=T_{02}$ и скорости $v(r)=0$ для $r<R_0$ и $v(r)=V_0$ для $R_0<r<R_H$ (R_H — внешний радиус оболочки), исходя из конкретной постановки задачи. Далее в силу симметрии при $r=0$ $v(t)=0$ и $\partial T/\partial r=0$, кроме того, $\partial T/\partial r=0$ на внешней границе оболочки и $\chi_1(\partial T_1/\partial r)=\chi_2(\partial T_2/\partial r)$ на границе между оболочкой и сжимаемым газом.

Численное интегрирование системы уравнений (1) проводилось конечно-разностным методом по полностью консервативной лагранжевой схеме, в которой сохраняется не только масса, полный импульс и полная энергия системы, но и правильный баланс между кинетической и внутренней энергией. В работе [13] дается методика построения таких схем. В данной работе использовалась двухслойная по времени полностью консервативная схема, аналогичная [14], в которой правые части дифференциальных уравнений (1) аппроксимируются полусуммой членов на предыдущем (j) и последующем ($j+1$) шаге по времени. При этом r и v берутся в узлах сетки, а ρ , p , E или T — в центрах ячеек. Для определения по ней величин r , v , ρ , p , E и T на новом



Фиг. 1

шаге по времени использовался стандартный метод итераций, применяющийся при решении разностных уравнений.

Искусственная вязкость принималась в форме [15] $\omega=(Adx/\eta)^2(\partial\eta/\partial t)^2$, если $\partial\eta/\partial t<0$, и $\omega=0$ при $\partial\eta/\partial t\geq 0$. Здесь $\eta=1/\rho$, A — расчетный коэффициент.

На фиг. 1 приведены p - ρ -диаграммы сжатия полностью ионизованного в первоначальный момент (кривые 1, 2) и ионизирующегося в процессе сжатия (кривые 3, 4) дейтерия сферическим поршнем с начальным радиусом $R_0=0,2$ см и массой ~ 2 г (А1). Начальная плотность газа $\rho_0=1,8\cdot 10^{-4}$ г/см³. Начальная скорость поршня 5,5 км/с (фиг. 1). Кривые 1, 3 относятся к 5-й лагранжевой ячейке, 2, 4 — к 41-й.

С некоторого момента (фиг. 1 обозначено буквой А) процесс сжатия каждой ячейки становится адиабатическим. Состояние газа, начиная с которого сжатие можно считать адиабатическим, как показал анализ результатов расчета, устанавливается в данной массе газа сразу после прохождения первой ударной волны. Адиабатичность процесса сохраняется в варианте с начальной скоростью оболочки 5,5 км/с с точностью 1–2% по давлению вплоть до остановки поршня, поэтому, задавая термодинамические параметры газа в состоянии (А), можно полностью рассчитать процесс сжатия газа. С увеличением скорости поршня адиабатический характер сжатия начинает нарушаться из-за усиления влияния отраженных от центра ударных волн. Но тем не менее, как показывают расчеты, при начальных скоростях оболочек вплоть до 50 км/с отклонение от адиабатичности не превышает 20%.

Если газ рассматривается полностью ионизованным в первоначальный момент, эффективный показатель адиабаты совпадает с принятым для расчета $\gamma=1,7$. Такое поведение процесса сжатия позволяет получить оценку параметров сжимаемой плазмы в любой момент времени после прохождения первой ударной волны, не прибегая к численным расчетам. При этом параметры газа за первой ударной волной можно грубо оценить исходя из следующих соображений. Соотношения на ударной волне можно запи-

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma-1)p_0 + (\gamma+1)p_1}{(\gamma+1)p_0 + (\gamma-1)p_1}$$

$$v_1 = \sqrt{\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right)(p_1 - p_0)}$$

где индекс 0 относится к невозмущенному газу, а 1 — к газу за ударной волной. Изменение скорости поршня на этой стадии несущественно, поэтому можно положить $v_1 = V_0$. Подставляя первое соотношение во второе (2), получим

$$\frac{p_1}{p_0} = 1 + \frac{\gamma(\gamma+1)V_0^2}{4c_0^2} + \frac{\gamma V_0}{c_0} \sqrt{1 + \frac{(\gamma+1)^2 V_0^2}{16c_0^2}} \quad (3)$$

Здесь c_0 — скорость звука в невозмущенном газе. Для адиабатического процесса $p/\rho^\gamma = p_1/\rho_1^\gamma$, отсюда, учитывая (2) и (3), имеем

$$\ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = \gamma \ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + C \quad (4)$$

$$C = \ln\left\{\frac{p_1}{p_0} \left[\frac{(\gamma-1) + (\gamma+1)p_1/p_0}{(\gamma+1) + (\gamma-1)p_1/p_0} \right]^{-\gamma}\right\}$$

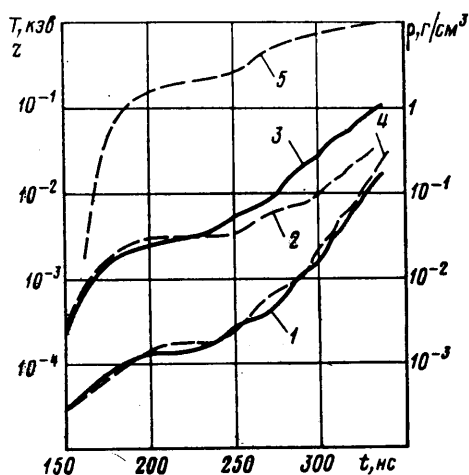
Оценки, сделанные по этой формуле, дали для скорости $V_0 = 5,5$ км/с значение $C = 1,32$, а для $V_0 = 15$ км/с — $C = 3,1$. Сравнения показывают, что расчетные значения C для $V_0 = 15$ км/с достаточно хорошо совпадают с приведенной оценкой. Примерно то же наблюдается и для $V_0 = 5,5$ км/с. Из фиг. 1 видно, что процесс изэнтропический, а состояния газа, реализуемые за отходящей от поршня ударной волной, несколько различаются для различных слоев газа. Это связано с кумуляцией ударной волны к центру, за счет чего в центральной части мишени осуществляются более высокие значения давления и плотности.

Рассмотрим теперь, как влияет на исследуемый процесс ионизация. Из фиг. 1 видно, что общий характер кривых не изменился. Сжатие газа после прохождения первой ударной волны становится близким к адиабатическому, наблюдается та же закономерность в термодинамических состояниях различных масс газа за фронтом ударной волны. Однако эффективный показатель адиабаты при учете процесса ионизации становится меньше принятого для расчетов $\gamma = 1,7$, причем он уменьшается с увеличением начальной скорости поршня. Так, для скорости 5,5 км/с показатель адиабаты (наклон кривых) принимает значение $\gamma \approx 1,55$, (для 15 км/с — $\gamma \approx 1,47$).

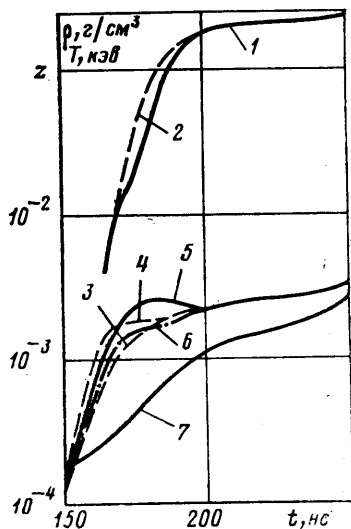
Сравнение результатов расчетов при различных начальных скоростях поршня показало, что в зависимости от скорости поршня процесс ионизации газа может происходить по-разному. В случае малых скоростей оболочки (5,5 км/с) энергия, заключенная в отходящей от оболочки ударной волне, невелика и ионизация газа наступает лишь в отраженной волне. При этом фронт ионизации движется от центра к периферии, навстречу сжимающейся оболочке. При больших скоростях (например, при 15 км/с) ионизация наступает сразу в первой ударной волне, а после прохождения первой отраженной волны газ оказывается ионизованным практически полностью. В диапазоне рассматриваемых скоростей ионизация в первой ударной волне тем не менее не очень велика и не оказывает большого влияния на величину константы C , которая и в этом случае может быть оценена по формуле (4).

На фиг. 2 для сравнения приведены кривые, иллюстрирующие поведение температуры электронов и ионов и плотности газа в центре мишени, для случаев, когда расчет проводился с учетом процесса ионизации (штри-

ховые кривые) и когда газ был полностью ионизован уже в начальный момент (сплошные кривые). Начальная скорость поршня в этих вариантах принималась равной 5,5 км/с. Колебательный характер изменения температуры (кривые 2, 3) и плотности (кривые 1, 4) соответствуют приходу и отражению от центра ударных волн. На этой же фигуре приведена кривая 5, иллюстрирующая изменение степени ионизации. За фронтом первой ударной волны, как и следует из теории [11], при наличии процесса ионизации реализуется более высокое отношение ρ/ρ_0 . Кроме того, так как ионизация в ударной волне незначительна, электронная плотность на начальной стадии процесса мала и между температурой



Фиг. 2



Фиг. 3

ионов и электронов (штриховая кривая) возникает заметный разрыв. Но уже в первой отраженной волне происходит выравнивание температур. Для случая полностью ионизованного в начальный момент газа различия в температурах практически отсутствуют.

Все сказанное выше относится к модели, в которой ионизация считалась равновесной. Расчеты, в которых степень ионизации газа находилась из решения кинетического уравнения, показали, что различие в степени ионизации и температурах наблюдается только в первой ударной волне. Причем это различие столь незначительно, что не сказывается на конечном состоянии сжимаемого газа. В частности, в приведенном на фиг. 3 варианте (здесь кривые 2–4 относятся к случаю равновесной ионизации; кривые 1, 2 показывают изменение степени ионизации, кривые 3, 6 — электронной, а 4, 5 — ионной температур, кривая 7 — плотности; $V_0 = 5,5$ км/с) различие в степени ионизации и температурах исчезает непосредственно после отражения первой ударной волны от центра. На профиль плотности способ учета ионизации вообще не оказывает заметного влияния.

Таким образом, приведенные расчеты показали, что даже для относительно малых скоростей сжатия оболочек (5–20 км/с) учет ионизации не приводит к нарушению изэнтропичности сжатия на конечном этапе, уменьшая только эффективный показатель адиабаты сжимаемого газа. Однако это может оказаться существенным для анализа экспериментов по сверхвысокому сжатию газонаполненных мишеней, в которых определяющим конечное состояние параметром является давление. Более низкое значение эффективного показателя адиабаты будет соответствовать тому, что по сравнению с оценками, проведенными в предположении полной

начальной ионизации сжимаемого газа, конечная температура газа окажется ниже, а плотность выше. В свою очередь несколько иной характер изменения этих термодинамических параметров может повлиять на другие характеристики процесса.

В заключение автор выражает свою признательность С. И. Анисимову за постоянное внимание к работе и М. Ф. Иванову за помощь при проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Беспалов В. Е., Вовченко В. И., Дремин А. Н., Дубовицкий Ф. И., Жарков А. П., Иванов М. Ф., Красюк И. К., Пашинин П. П., Прохоров А. М., Терновой В. Я., Фортгов В. Е., Щур Л. Н. Генерация нейтронов при взрывном иницировании ДД-реакций в конических мишенях.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 1, с. 67–70.
2. Анисимов С. И., Вовченко В. И., Гончаров А. С., Иванов М. Ф., Касьянов Ю. С., Козлов О. В., Красюк И. К., Малютин А. А., Пашинин П. П., Прохоров А. М., Щур Л. Н. Исследование процесса генерации термоядерных нейтронов при лазерном воздействии на конические мишени.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 7, с. 388–392.
3. Боголюбский С. Л., Герасимов Б. П., Ликсонов В. И., Михайлов А. П., Попов Ю. П., Рудаков Л. И., Самарский А. А., Смирнов В. П. Выход термоядерных нейтронов из плазмы, сжимаемой оболочкой.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, № 4, с. 206–209.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
5. Каждан Я. М. Асимптотика течения в окрестности центра при схлопывании сферической полости. М., 1977. 17 с. (Препринт ин-та прикл. математики АН СССР № 125).
6. Анисимов С. И., Иногамов Н. А. Сингулярные автомодельные режимы сверхплотного сжатия лазерных мишеней.— ПМТФ, 1980, № 4, с. 20–24.
7. Анисимов С. И., Иванов М. Ф., Иногамов Н. А. Динамика лазерного сжатия и нагрева простых мишеней. Препринт ИТФ им. Ландау, Черногловка, 1977. 71 с. (Препринт Ин-та теорет. физики им. Л. Д. Ландау).
8. Kidder R. E. Theory of homogeneous isentropic compression and its application to laser fusion.— Nucl. Fusion, 1974, V. 14, № 1, p. 53–64 Laser-driven compression of hollow shells: power requirements and stability limitations.— Nucl. Fusion, 1976, Vol. 16, № 1, p. 3–14.
9. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977. 143 с.
10. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П. Лазерный термоядерный синтез. Усп. физ. н., 1976, т. 119, № 3, с. 401–424.
11. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
12. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме.— В сб.: Вопр. теории плазмы. Вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963, с. 183–272.
13. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. 352 с.
14. Гальбург В. А., Иванов М. Ф. Нестационарные стадии распространения волн оптического пробоя в газах. Черногловка, 1979. 28 с. (Препринт Ин-та теорет. физики им. Л. Д. Ландау).
15. Рилтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972. 418 с.

Москва

Поступила в редакцию
23.VI.1983