

РАСЧЕТ УДАРНЫХ АДИАБАТ АРГОНА И КСЕНОНА

В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортос

(Москва)

Представлены результаты расчетов ударных адиабат Ar и Xe с учетом ионизации, электронного возбуждения и плазменной неидеальности. Оценены энергетические потери на излучение.

Доступная для динамического эксперимента область параметров может быть существенно расширена [1] путем регистрации состояний, возникающих при расширении ударно-сжатого вещества в среду («преграда») с меньшим динамическим импедансом и известными термодинамическими свойствами. При этом для измерений в области «низких» давлений ($P \lesssim 50$ кбар) в качестве преград используются газы [2, 3], динамический импеданс которых легко варьируется изменением начального давления и молекулярного веса.

В данном сообщении приведены результаты расчетов ударных адиабат аргона и ксенона в диапазоне параметров, представляющем интерес для экспериментов по регистрации изэнтроп разгрузки инертных конденсированных сред и продуктов взрыва. Ударные адиабаты Ar и Xe представляют также интерес в связи с работами по созданию взрывных источников светящейся плазмы [4, 5]. Имеющиеся сейчас в литературе вычисления ударных адиабат [6, 7] соответствуют условиям в ударных трубах и относятся к существенно меньшим начальным давлениям; в работе [8] представлены данные без учета вклада связанных состояний, который в рассматриваемых условиях значителен.

При распространении стационарного ударного разрыва на его фронте выполняются законы сохранения, которые в пренебрежении переносом излучения могут быть записаны в виде

$$D = V_0 \left(\frac{P - P_0}{V_0 - V} \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$u = [(P - P_0)(V_0 - V)]^{1/2} \quad (2)$$

$$H - H_0 = 1/2 (P - P_0)(V_0 + V) \quad (3)$$

Здесь D , u — скорость ударной волны и ударно-сжатого вещества в лабораторной системе координат; H , V , P — удельная энтальпия, удельный объем и давление; индекс 0 при этих параметрах относится к состоянию перед фронтом ударного разрыва.

Система уравнений (1) — (3) дополняется уравнением состояния среды за фронтом ударной волны. В рассматриваемом здесь диапазоне параметров ударно-сжатый газ находится в плазменном состоянии, так что при термодинамических расчетах необходимо учитывать электронное возбуждение, ионизацию и поправки к термодинамическим функциям за счет кулоновского взаимодействия. В соответствии с [9] уравнение состояния

многокомпонентной плазмы

$$\frac{P}{kT} = \sum_j n_j - \frac{\kappa^2}{24\pi} \quad (4)$$

$$\frac{H}{VkT} = \frac{5}{2} \sum_j n_j - \frac{\kappa^3}{6\pi} + \sum_j n_j \left[J_j + \frac{1}{Q_j} \sum_m g_m^j \exp \left(-\frac{E_m^j}{kT} \right) \right] \quad (5)$$

Уравнения ионизационного равновесия (формулы Саха)

$$\frac{n_j n_e}{n_{j-1}} = \frac{2Q_j}{Q_{j-1}} \lambda_e^{-3} \exp \left(-\frac{J_j - \chi_j}{kT} \right) \quad (\lambda_e = [h^2 / 2mkT]^{1/2}) \quad (6)$$

Вызванное кулоновским взаимодействием снижение потенциала ионизации

$$\chi_j = \ln \frac{[1 + \gamma/2][1 + z_j^2 \gamma/2]}{[1 + (z_j - 1)^2 \gamma/2]} \quad (7)$$

Здесь λ_e — тепловая дебройлевская длина волны электрона, κ и γ связаны соотношением $\gamma = \kappa^2 / kT$, γ — положительный корень уравнения

$$\gamma^2 = \left(\frac{e^2}{kT} \right)^3 \left[4\pi \sum_k n_k z_k^2 / \left(1 + z_k^2 \frac{\gamma}{2} \right) \right]$$

n_j , z_j , J_j — плотность, заряд и потенциал ионизации частицы сорта j . В формулах (4) — (7) индекс j нумерует все частицы, а k — только заряженные.

В случае слабой неидеальности параметр γ совпадает с обычным параметром неидеальности

$$\Gamma = (e^2 / kT)^{3/2} (4\pi \sum_k n_k Z_k^2)^{1/2}$$

Статистическая сумма j -й частицы

$$Q_j = \sum_m g_m^j \exp \left(-\frac{E_m^j}{kT} \right) \quad (8)$$

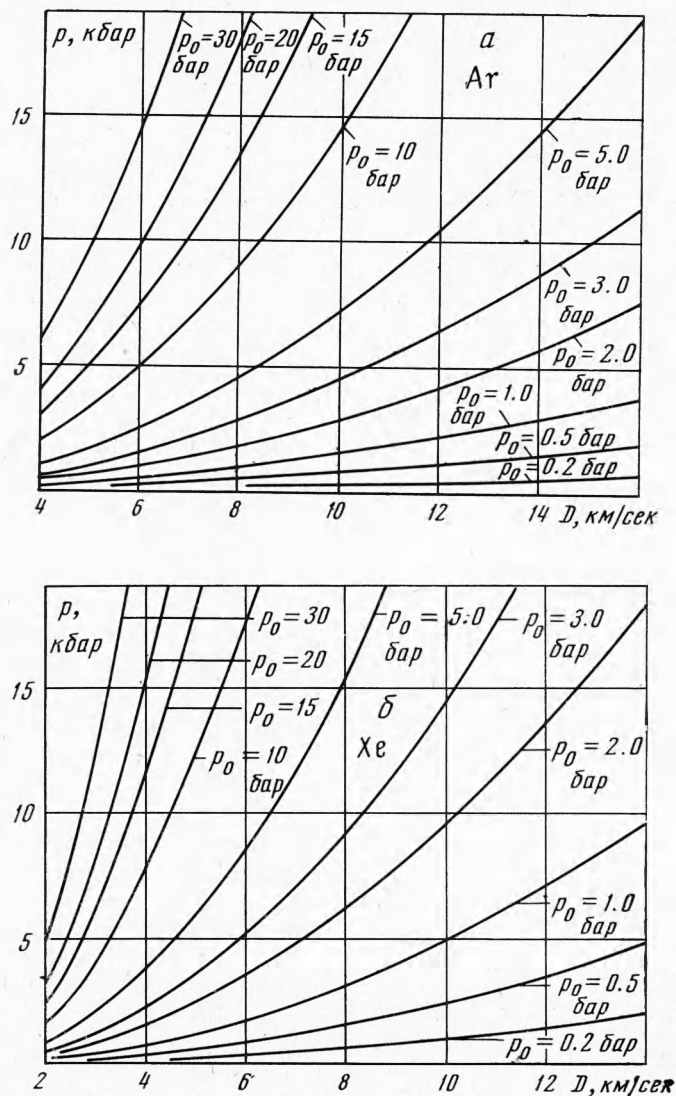
вычисляется по табличным [10] значениям статистических весов g_m^j и энергий возбуждения E_m^j m -го энергетического уровня. При вычислении Q_j в (8) учитывались члены с энергиями $E_m^j < J_j - \chi_j$. В соотношениях (4) — (7) поправки к термодинамическим функциям на кулоновское взаимодействие свободных зарядов записаны в соответствии с дебаевской теорией в большом каноническом ансамбле статистической механики [9].

Даваемые этой теорией поправки на плазменную неидеальность при малом межчастичном взаимодействии ($\Gamma \ll 1$) совпадают с обычным дебаевским приближением, а в области повышенной неидеальности обладают хорошими (установленными экспериментально [11]) экстраполяционными свойствами.

Замкнутая система уравнений (1) — (8) при решении на вычислительной машине разбивалась на две части — гидродинамическую (1) — (3) и термодинамическую (4) — (8). Термодинамический расчет производился специальной программой, которая по заданным температуре и давлению находила равновесный состав и термодинамические функции многократно ионизованного газа. Для этого уравнения состояния (4) и уравнения ионизационного равновесия (6) дополнялись условием электронейтральности

$$\sum_k z_k n_k = 0 \quad (9)$$

и полученная система нелинейных относительно n_k уравнений решалась в два цикла итераций. Во внутреннем цикле поправки на неидеальность в уравнениях (4), (6) считались постоянными, при этом система уравнений решалась методом градиентного спуска. Полученный таким образом

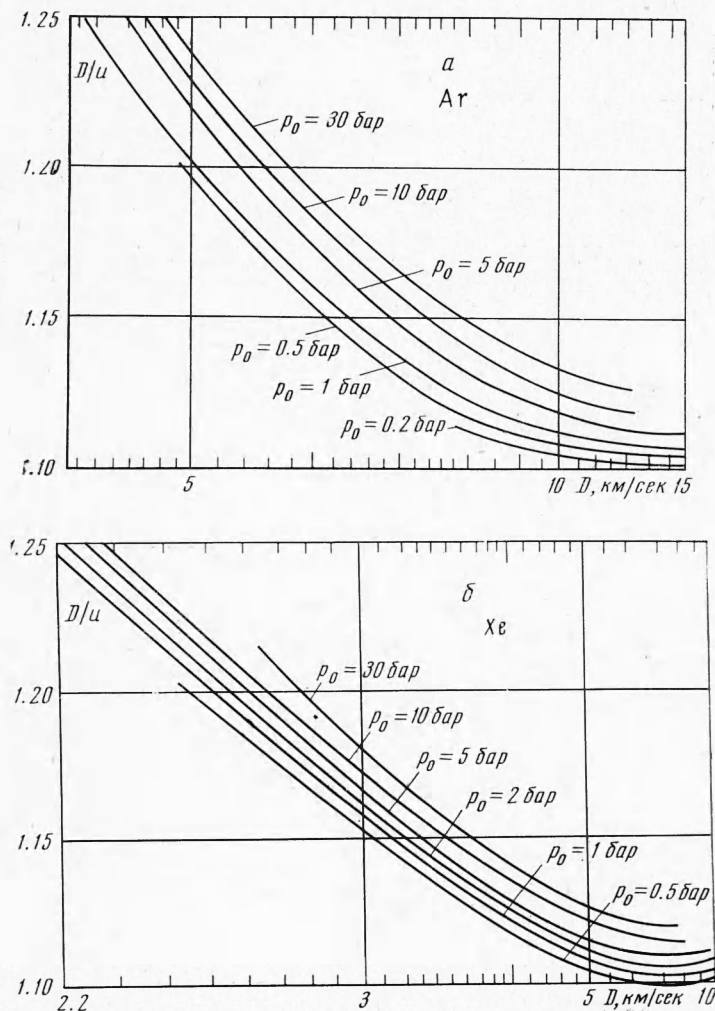


Фиг. 1

состав использовался во внешнем цикле для пересчета поправок на неидеальность ΔP , ΔH и χ_j , после чего вновь находился состав, и так далее до полной сходимости концентраций всех компонент. Следует отметить, что выбранный вид поправок на неидеальность (4) — (7) обеспечивал указанную сходимость системы и в случае сильно неидеальной ($\Gamma \geq 1$) плазмы.

Результаты расчетов представлены на фиг. 1—3. Графики даны для различных начальных давлений газа P_0 в зависимости от скорости фронта ударной волны D — наиболее легко и точно измеряемой в экспериментах величины. В соответствии с условием непрерывности давления P и массовой

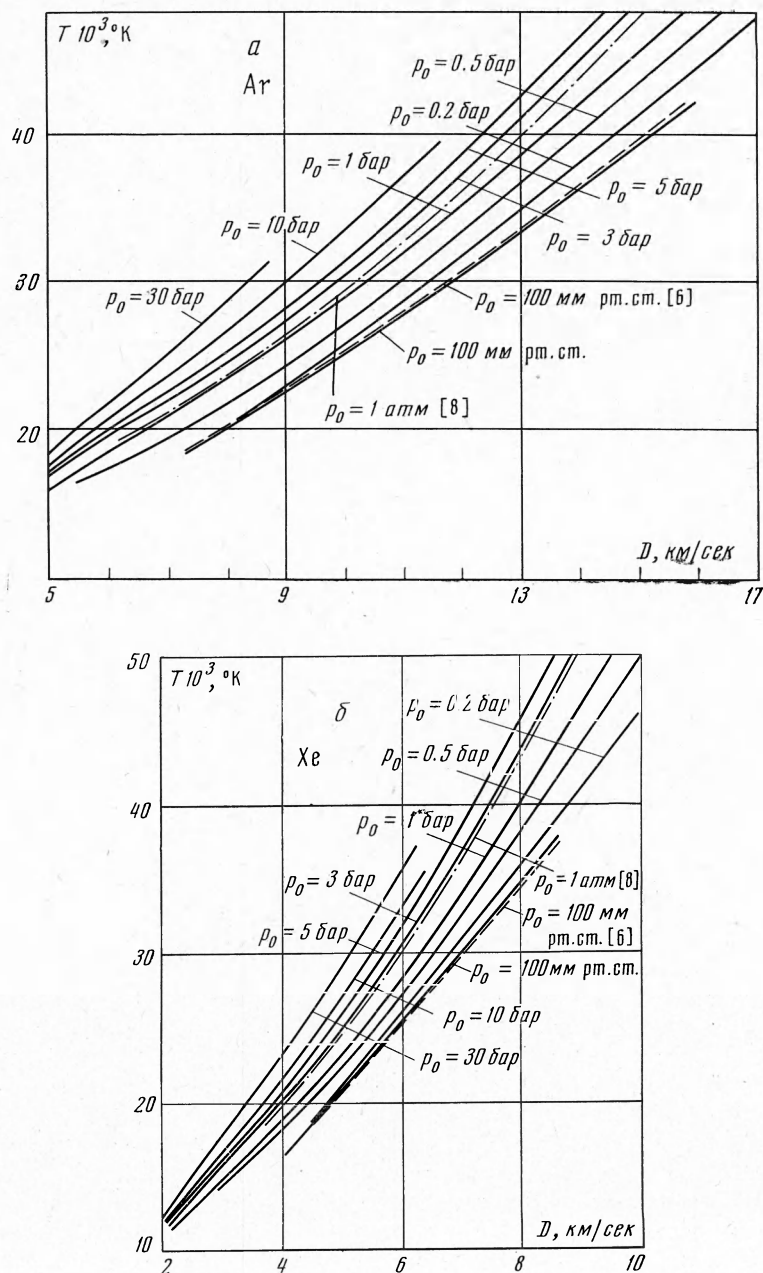
скорости u на границе раздела (контактный разрыв) исследуемого вещества и ударно-сжатой преграды [12] графики фиг. 1, 2 позволяют по измерению скорости ударной волны в преграде D находить состояние в изэнтропической волне разгрузки на $P-u$ плоскости.



Фиг. 2

На фиг. 3 приведены рассчитанные значения температуры ударно-сжатой плазмы, которые сопоставляются (пунктир) с результатами работы [8], где не был учтен вклад связанных состояний в уравнение Саха и энтальпию. Это сопоставление, а также результаты проделанных вычислений с учетом в уравнениях (5), (6) только основного энергетического состояния атомов и ионов показывает, что вклад связанных состояний в термодинамические функции ударно-сжатой плазмы увеличивается с ростом начального давления P_0 и в рассматриваемом здесь диапазоне параметров является существенным. Рассчитанные по такой методике состояния плазмы Ar, Xe при $P_0 = 0.132 \text{ ат}$ согласуются с данными [8]; незначительные (3% по T) отклонения вызваны различиями в учете плазменной неидеальности и вклада связанных состояний в (5), (6).

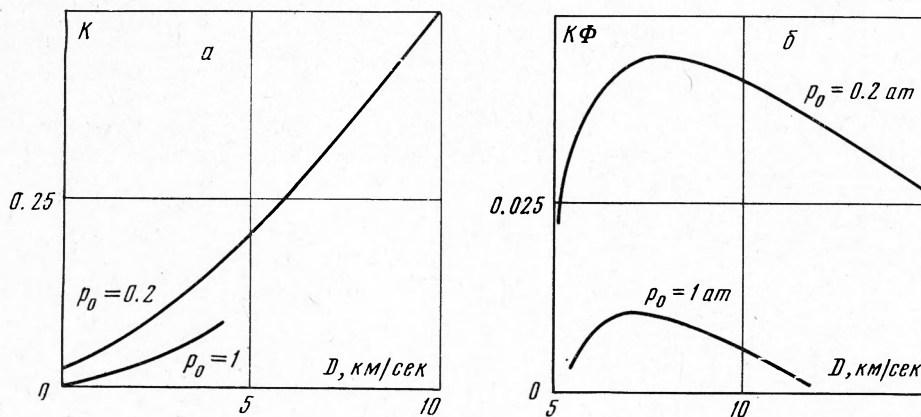
Аналогично вкладу связанных состояний с ростом начального давления P_0 увеличивается влияние плазменной неидеальности на параметры за фронтом ударной волны. Проведенные в идеально газовом приближе-

Фиг. 3¹

нии расчеты ударных адиабат Ar, Xe показывают, что при больших скоростях ударной волны и начальных давлениях учет плазменной неидеальности на $\sim 10\%$ увеличивает степень сжатия и на $\sim 7\%$ уменьшает температуру, соответствующую одной и той же скорости ударной волны. Та-

ким образом, в рассматриваемом диапазоне параметров учет влияния плазменной неидеальности так же является существенным.

Расчеты показывают (фиг. 3), что за фронтом ударной волны развиваются высокие температуры, так что в этих условиях может быть велик поток излучения, выходящий с фронта ударной волны [12]. Считая, что тепловое излучение находится в локальном термодинамическом равновесии с веществом и фронт ударной волны светит как черное тело ¹, отношение лучистого потока энергии к гидродинамическому потоку запишем в виде $K = \sigma T^4 V / D (H - PV)$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана). Из



Фиг. 4

результатов расчета этой величины (фиг. 4, а) видно, что при низких начальных давлениях P_0 ксенона поток светового излучения может достигать половины гидродинамического; для аргона $K < 0.05$ в рассмотренном здесь диапазоне параметров.

Большая часть излучаемой фронтом энергии, однако, экранируется холодным газом перед фронтом ударной волны [12]. Доля энергии излучения, приходящегося на область прозрачности газа от $\lambda = \infty$ до границы ионизационного континуума $\lambda' \sim 0.1$ мк и уходящая таким образом на бесконечность дается формулой Планка

$$\psi = \int_{\lambda'}^{\infty} a_1 \lambda^{-5} d\lambda \left(\exp \left[\frac{a_2}{\lambda T} \right] - 1 \right) \left[\int_0^{\infty} a_1 \lambda^{-5} d\lambda \left(\exp \left[\frac{a_2}{\lambda T} \right] - 1 \right) \right]^{-1}$$

где a_1, a_2 — известные [12] константы.

Уносимый излучением поток энергии $K\Phi$ оказывается малым (фиг. 4, б), что дает возможность не учитывать его в уравнении Гюгонио (3).

Поступила 31 X 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. н., 1965, т. 85, № 2.
2. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С. Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ. ПМТФ, 1969, № 4.
3. Scidmore I. C., Morris E. Proc. Sympos. on Thermodynamics, Vienna, 1965, vol. 1, 2.

¹ Достаточным основанием для этого являются результаты оценок и экспериментов по созданию плазмы взрывом [8].

4. Бусурина Л. Н., Гольдин В. Я., Калиткин Н. Н., Царева Л. С. Создание плазмы взрывом. В сб. «Вопросы физики низкотемпературной плазмы», Минск, «Наука и техника», 1970.
 5. Зацепина Ю. А., Попов Е. Г., Цикулин М. А. Яркость фронта ударных волн в некоторых газах. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 1.
 6. Козлов Г. И., Ступицкий Е. П. Расчет состояния аргона за падающей ударной волной в диапазоне чисел Маха от 20 до 50 с учетом возбуждения, многократной ионизации и кулоновского взаимодействия. ПМТФ, 1968, № 3.
 7. Журин В. В., Костко О. К. Расчет термодинамических параметров газа за сильной ударной волной. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, вып. 6.
 8. Модель И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах. ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 4.
 9. Ликальтер А. А. Взаимодействие атомов с электронами и ионами в плазме. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 1.
 10. Moore С. E. Atomic Energy Levels, vol. 1, Washington, 1949.
 11. Ломакин Б. Н., Фортков В. Е. Уравнение состояния цезиевой плазмы. ЖЭТФ, 1972, т. 62, вып. 5.
 12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М., «Наука», 1966.
-