

ЭКРАНИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫМ ГАЗОМ ПЕРЕД ФРОНТОМ

Е.Г. Попов

Эксперимент [1 – 3] и теория [4, 5] показывают, что яркостная температура фронта сильных ударных волн ниже температуры газа за фронтом. Прогреваясь коротковолновым излучением, газ перед фронтом теряет прозрачность для длинноволнового излучения фронта, в результате чего яркостная температура, соответствующая этому излучению падает. Количественные оценки явления, выполненные Райзером [5] для ударной волны в воздухе в предположении термодинамического равновесия газа в экранирующем слое, удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами [2, 3]. Однако, аналогичные оценки для ударных волн в аргоне и ксеноне не описывают эксперимент [3]. Возможная причина расхождений – термодинамическая неравновесность газа в экранирующем слое – отмечена в [3] и обосновывается ниже.

Ширина экранирующего слоя определяется длиной пробега квантов, l , поглощаемых холодным газом перед фронтом, а время пребывания газа в слое – величиной $\tau = l/D$, где D – скорость фронта. В аргоне, криптоне, ксеноне нормальной плотности $l \approx 10^{-3}$ см [6], что при $D = 10$ км/сек дает время $\tau = 10^{-9}$ сек, сравнимое с временем релаксационных процессов в нагретом газе.

Нагрев газа фотоионизирующим излучением фронта определится [4] из:

$$S = DE, \quad (1)$$

где E – энергия 1 см³ газа, $S = f(x) 2\pi c^{-2} h^{-3} \int_1^{\infty} [\exp(\epsilon/kT) - 1]^{-1} \epsilon^3 d\epsilon$, $f(x) = 2 \int_1^{\infty} \xi^{-3} \exp(-\xi x) d\xi$ – функция, учитывающая поглощение потока излучения по оптической координате x , I – потенциал ионизации, T – температура за фронтом. Аналогично определится число фотоэлектронов n_e в 1 см³:

$$s = Dn_e, \quad (2)$$

где $s = f(x) 2\pi c^{-2} h^{-3} \int_1^{\infty} [\exp(\epsilon/kT) - 1]^{-1} \epsilon^2 d\epsilon$.

Из формул (1) и (2) средняя энергия фотоэлектронов ϵ_e равна:

$$\epsilon_e = S/s - I. \quad (3)$$

В таблице приведены рассчитанные по (2) и (3) значения n_e и ϵ_e для ударной волны в аргоне нормальной плотности ($f(x) = 1 - n_e$ у фронта, связь между T и D , рис. 2, из [1]). Время электрон-ионной релаксации оценивается формулой Ландау:

$$\tau_{ei} = 3,15 \cdot 10^8 A T^{3/2} (ze) / n_i Z^2 \ln \Lambda. \quad (4)$$

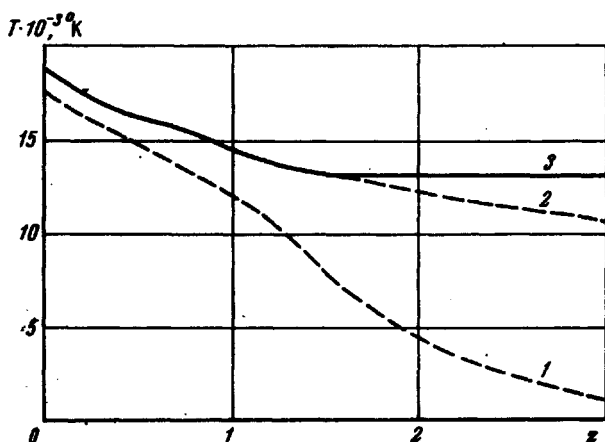


Рис. 1. Нагрев аргона перед фронтом, $D = 18$ км/сек; 1 — термодинамическая равновесная температура T , 2 — температура T' , соответствующая частичному термодинамическому равновесию, 3 — электронная температура T_e неравновесного газа

Значения τ_{ei} , отнесенные к времени пребывания газа в слое r , даны в таблице (полагалось: $T(ze) = \epsilon_e$, $n_i = n_e$). Электронная релаксация происходит быстрее: $\tau_{ee}/\tau_{ei} = m_e/m_i = 10^{-5}$; так что $\tau_{ee}/r \ll 1$ и в слое устанавливается электронная температура $T(ze) = \epsilon_e$.

$D, \text{км/сек}$	8	10	12	14	16	18	20	22
$n_e \cdot 10^{-17}$	0,39	1,72	5,90	18,1	40,0	66,0	112	175
$\epsilon_e, \text{эВ}$	2,8	3,5	4,2	5,8	7,4	8,4	10	12
τ_{ei}/r	182	77	38	24	18	15	13	11
$T' \cdot 10^{-3}, \text{°K}$	9,6	10,9	12,5	15,4	16,7	18,7	22,0	33,0
$T \cdot 10^{-3}, \text{°K}$	0,6	1,7	5,0	13,5	15,3	17,6	20,7	27,0

Оценка времени электрон-атомной релаксации по формуле [4]:

$$\tau_{ea} = m_a / 2m_e \bar{v}_e \bar{\sigma}_{ea} n_a, \quad (5)$$

где $\sigma_{e\alpha}$ – сечение упругого рассеяния электронов на атомах [7], дает $\tau_{e\alpha}/\tau = 30 + 10$. Таким образом, $\tau_{e1}/\tau \gg 1$ и $\tau_{e\alpha}/\tau \gg 1$ – энергия фотоэлектронов атомам и ионам не передается. Времена релаксаций электронного возбуждения τ^* и ионизации τ_i оцениваются [4] из:

$$\tau^* = 1/\beta^*n_e, \quad (6)$$

где $\beta^* = \bar{v}_e \sigma^* g_1 / g^* (E^*/\epsilon_e + 2)$, $\sigma^* = C\epsilon_e$, $C = 0,7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2/\text{эв}$ для первых возбужденных уровней Ar с $E^* = 11,5 \text{ эв}$ и $g^* = 8$;

$$\tau_i = 1/a_i n_a, \quad (7)$$

где $a_i = \bar{v}_e \sigma_i (1/\epsilon_e + 2) \exp(-./\epsilon_e)$, $\sigma_i = C\epsilon_e$, $C = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2/\text{эв}$.

Оценки дают $\tau^*/\tau \ll 1$ и $\tau_i/\tau \ll 1$ – фотоэлектроны теряют энергию

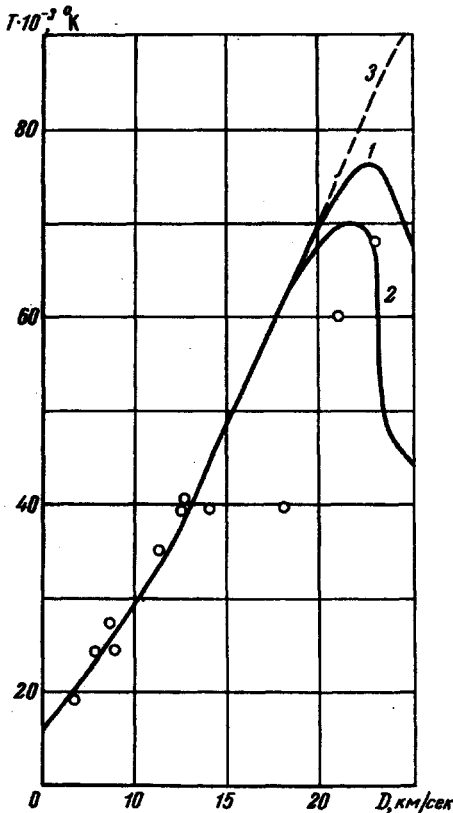


Рис. 2. Яростная температура в желтом свете ($\lambda = 560 \text{ нм}$) ударной волны в аргоне нормальной плотности: 1 – термодинамическое равновесие в экранирующем слое, 2 – неравновесность в слое, 3 – температура за фронтом, о – измеренные в работе [3] значения яростной температуры

в неупругих столкновениях с атомами (ионизацией Ar^+ , как показывают оценки с использованием сечений из [7], можно пренебречь). Следовательно, лучистый прогрев с фронта приведет к ббльшим (чем термодинамически равновесные) ионизации и возбуждению атомов в слое за счет кинетической энергии, которой обладают в случае равновесия ато-

мы и ионы, а также за счет затрат на вторую ионизацию. Поскольку поглощение длинноволнового излучения определяется концентрацией возбужденных и ионизованных атомов в слое, естественно ожидать большей, чем в случае равновесия, экранировки фронта. В таблице даны определенные из (1) температуры T' газа перед фронтом, соответствующие частичному термодинамическому равновесию (учтен лишь вклад в энергию E первой ионизации, возбуждения и энергии электронов); для сравнения даны равновесные значения T . Так как $T' < T_e$, а формулы (4) – (7) предполагают $T_e = \text{const}$, только повторные оценки при $T_e = T'$ позволяют определить, закончатся ли релаксационные процессы установлением частичного равновесия. Эти оценки, проведенные с учетом роли возбужденных атомов в ионизационной релаксации, показывают, что частичное равновесие имеет место при $T' > 13000^\circ\text{K}$, когда $\tau^*/\tau < 1$. На рис. 1 представлены равновесный и неравновесный температурные профили слоя, а на рис. 2 – яркостная температура ударной волны в аргоне. Подробности расчета яркостной температуры и результаты такого расчета для ударных волн в ксеноне и криптоне предполагается опубликовать.

Автор благодарен М.А. Цикулину, Ю.П. Райзеру за полезные обсуждения.

Институт физики Земли
им. О.Ю. Шмидта
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 ноября 1968 г.

Литература

- [1] И.Ш. Модель. ЖЭТФ, 32, 714, 1957.
- [2] А.Е. Войтенко, И.Ш. Модель, И.С. Самоделов. ДАН СССР, 169, 547, 1966.
- [3] Ю.А. Зацепин, Е.Г. Попов, М.А. Цикулин. ЖЭТФ, 54, 112, 1968.
- [4] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Изд. Наука, 1966.
- [5] Ю.П. Райзер. ЖЭТФ, 33, 101, 1957.
- [6] А.Н. Зайдель, Е.Я. Шрейдер. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., Изд. Наука, 1967.
- [7] Earl W. Mc Daniel. Collision phenomena in ionized gases. John Wiley & Sons, Inc, New York – London – Sydney, 1964; И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., Изд. Мир, 1967.