

В заключение отметим, что в настоящее время величина a контролируется вплоть до 10^{-6} см. Тогда при полях $F_0 < 10^4$ В/см никакое локальное увеличение поля на поверхности катода не может привести к увеличению плотности тока эмиссии электронов, прошедших над потенциальным барьером.

При полях $F_0 > 10^4$ В/см высоту барьера следует определять из уравнений (10), (11), а не подставлять $\Delta\varphi_{\text{эфф}} = \sqrt{meF_0}$.

Поступила 3 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Поротников А. А., Родневич Б. Б. Автоэмиссия электронов в плазму.— ПМТФ, 1976, № 6.
2. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М., Физматгиз, 1958.
3. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М., «Наука», 1970.
4. Батыгин В. В., Толтыгин И. И. Сборник задач по электродинамике. М., Физматгиз, 1962.

УДК 533.6.011.72

О СТРУКТУРЕ ПРОГРЕВНОГО СЛОЯ ПЕРЕД ФРОНТОМ СИЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНО-ИЗЛУЧАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

И. В. Немчинов, В. В. Светцов, В. В. Шувалов

(Москва)

При исследовании таких явлений, как движение крупных метеорных тел в атмосфере, оптические и электрические разряды, развитие сильных взрывов и других аналогичных процессов, и при создании на их основе мощных источников излучения возникает задача о структуре и яркости сильных ударных волн. Эта проблема имеет и общезначительный интерес. По мере увеличения скорости распространения сильной ударной волны возрастают температура газа за ее фронтом и роль излучения. Часть излучения, испущенного нагретым и сжатым в ударной волне газом, поглощается перед фронтом, образуя так называемый прогревный слой.

Квазистационарная структура сильной интенсивно-излучающей ударной волны изучалась в [1, 2]. При этом для описания переноса излучения использовалось диффузионное приближение и предположение серого газа. Было введено понятие волны критической амплитуды, когда максимальная температура в прогревном слое T_- достигает температуры T_a , определяемой на основе законов сохранения, т. е. по обычной ударной адиабате; показано, что за скачком уплотнения, движущимся по уже прогретому газу, имеет место температурный пик, максимальная температура в котором T_+ превышает T_a .

В [3] численно решалась задача о квазистационарной структуре излучающей ударной волны в воздухе нормальной плотности. Угловое распределение излучения учитывалось приближенно — задавалось простым косинусоидальным законом. Спектральные эффекты учитывались в многогрупповом приближении. Вводилось 38 спектральных интервалов, что недостаточно для описания спектра излучения с учетом многочисленных линий и полос поглощения.

В данной работе, как и в [4, 5], рассматривается нестационарная задача о движении сильной интенсивно-излучающей ударной волны при детальном учете спектрального состава излучения (вводилось 456 спектраль-

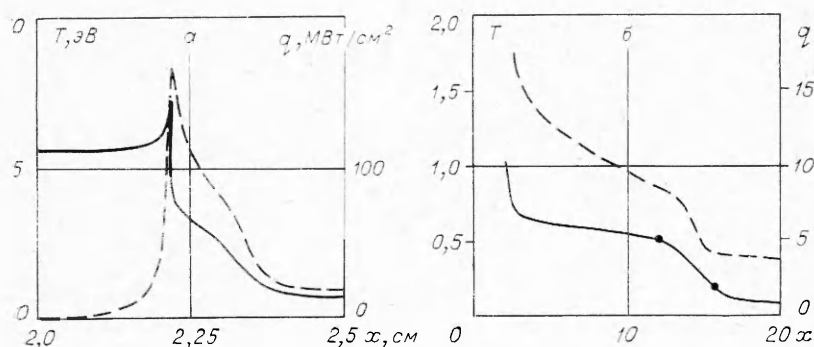
ных интервалов) и его углового распределения (13 лучей в прямом и столько же в обратном направлении). Использовались подробные таблицы [6] оптических свойств горячего воздуха, расширенные в область высоких температур (до 30 эВ), а также в область больших энергий квантов ϵ (до 250 эВ). В области $\epsilon \leq 18,6$ эВ (где было сосредоточено основное число спектральных интервалов) учтено поглощение и испускание в линиях.

Решение нестационарной задачи позволяет проследить эволюцию температурного пика за фронтом ударной волны и прогревного слоя перед ним, в частности найти закон нарастания температур \bar{T}_+ и \bar{T}_- до их предельных значений, соответствующих квазистационарному состоянию. Для ускорения расчетов такой радиационно-газодинамической задачи применялся метод осреднения уравнений переноса излучения [7], оказавшийся достаточно эффективным.

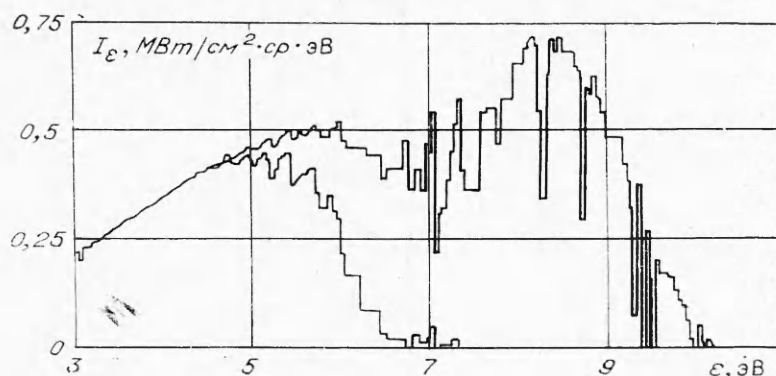
В [4, 5] рассматривалось распространение ударных волн в воздухе с плотностью 0,03—0,01 от нормальной при скоростях поршня, генерирующего ударную волну, 20—50 км/с. Было показано, что толщины прогревных слоев достигают столь больших размеров, что в лабораторных условиях при ограниченных размерах используемых установок, не превышающих обычно 30—100 см, не удается наблюдать установления квазистационарного состояния. В данной работе теоретически исследуется движение ударных волн в воздухе в том же диапазоне скоростей, но диапазон плотностей расширен в сторону их увеличения (до 0,1 от нормальной) с тем, чтобы установление квазистационарной структуры могло произойти при меньших временах и на меньших расстояниях.

В [4, 5] при описании и анализе результатов расчета основное внимание уделено тем слоям прогревного «языка», в которых температура достаточно высокая — порядка 0,7—1,0 эВ и выше. Вместе с тем проведенный детальный анализ результатов наших расчетов, частично описанных в [4, 5], и дополнительной серии расчетов показал, что прогревный слой имеет сложную структуру. В нем имеются две отчетливо выраженные области: горячая зона с температурой 0,7—1,0 эВ и выше и гораздо более протяженная холодная зона с температурой 0,5—0,7 эВ и ниже. Обе зоны имеют довольно резко выраженные фронты. Наличие в прогревном слое двух существенно различных по протяженности температурных зон и двух фронтов нагрева, по-видимому, ранее не отмечалось. Рассмотрим более подробно эту сложную структуру прогревного слоя и проанализируем причины ее возникновения.

Пусть поршень, вызвавший движение ударной волны, движется с постоянной скоростью $v = 30$ км/с в воздухе с относительной плотностью $\delta = 0,1$. На фиг. 1 представлено распределение температуры T (сплошные кривые) и плотности потока излучения q по расстоянию x , отсчитан-



Фиг. 1

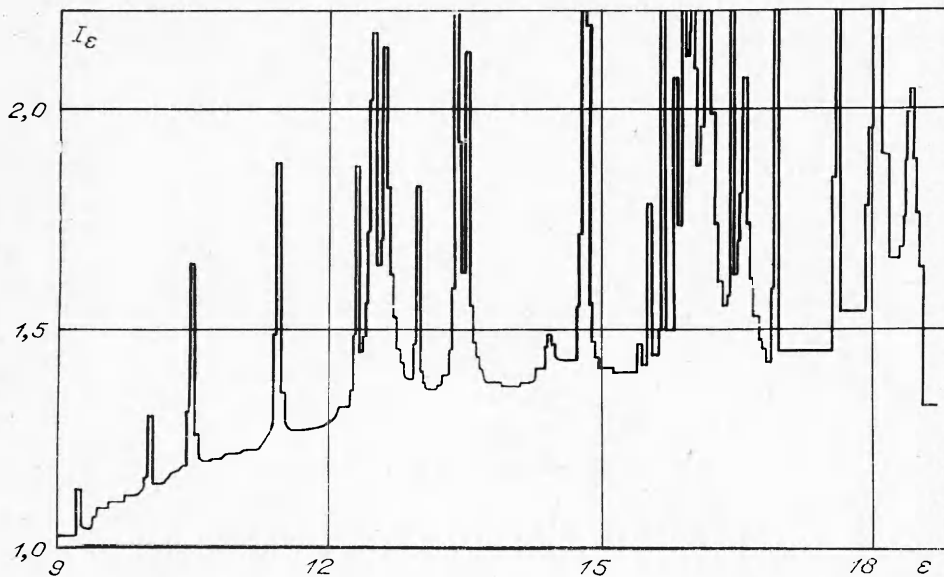


Фиг. 2

пому от поршня, для момента времени $t = 7,3$ мкс, когда уже почти установилась квазистационарная структура. Фиг. 1, *a* показывает распределение $T(x)$ и $q(x)$ в горячей зоне, а фиг. 1, *б* — в холодной. Ударная волна в данном случае является докритической, максимальная температура в прогревном слое $T_- = 4,0$ эВ, в то время как температура газа у поршня близка к температуре T_a по ударной адиабате [8] (5,7 эВ). Температура в пике $T_+ = 7,3$ эВ. Максимальный поток излучения, выходящий с фронта ударной волны, превышает поток излучения черного тела при температуре T_a за счет интенсивного лучеиспускания из пика, которое носит в основном объемный характер. Величины T_+ , T_- и q_m в рассматриваемый период практически не изменяются со временем и уже довольно близки к своим квазистационарным значениям. Протяженность горячей зоны $x_{0,8}$ (с температурой более 0,8 эВ) составляет примерно 0,2 см, причем она меняется со временем довольно слабо, а толщина $x_{0,2}$ холодной зоны (с температурой более 0,2 эВ) составляет 13 см и еще заметно нарастает. (Здесь и в дальнейшем индексом штрих будем отмечать расстояния, отсчитанные от фронта ударной волны.) Довольно хорошо виден перегиб температурного профиля при температуре около 0,7 эВ, как бы разделяющий эти две температурные зоны существенно различной толщины.

Анализ спектров и групповых потоков излучения показывает, что образование горячей зоны главным образом связано с поглощением излучения с энергиями квантов $\epsilon > 10$ эВ, т. е. того излучения, которое как раз в основном и испускается фронтом ударной волны. Образование же сравнительно холодной зоны связано с поглощением излучения от 6,5 до 10 эВ, т. е. такого, которое, с одной стороны, лежит вне пределов пропускания излучения холодным воздухом, а с другой стороны, еще не поглощено в горячей зоне прогревного слоя. На фиг. 2 показана зависимость интенсивности излучения I_ϵ от энергии квантов ϵ в момент времени $t = 7,3$ мкс для участка спектра $3 \leq \epsilon \leq 10$ эВ и направления, перпендикулярного фронту ударной волны. Верхняя кривая соответствует точке с температурой $T = 0,5$ эВ за фронтом холодной части прогревного слоя, а нижняя — точке с температурой $T = 0,2$ эВ перед этим фронтом (точки отмечены кружками на распределении температуры, представленном на фиг. 1, *б*).

Заметим, что в области квантов сравнительно малых энергий спектры почти совпадают, а спектр в точке $T = 0,2$ эВ весьма близок к спектру выходящего излучения. Видно, что в спектре излучения в начале холодной зоны заметную роль еще играют кванты с энергиями 6,5—10 эВ. В этой области спектр сильно «изрезан», в то время как при $\epsilon \leq 6,5$ эВ он гладкий. Глад-



Фиг. 3

ким является и спектр выходящего излучения. На участке от 1,5 до 5 эВ эффективная температура T_e меняется слабо — в пределах 5,6—6 эВ. При этом она оказывается даже более высокой, чем температура газа T_a . Это связано с ролью температурного пика. Хотя излучение этого слоя и носит характер объемного для основной части испускаемого этой областью излучения, имеющего достаточно короткие длины волн, это оказывается уже не так для длинноволнового излучения, в частности, видимого диапазона, пробеги излучения которого в плазме значительно ниже. Вместе с тем увеличение яркостной температуры за счет пика частично компенсируется за счет поглощения этого излучения в горячей зоне прогревного слоя. В области энергий квантов $\epsilon < 1,5$ эВ величина T_e довольно быстро снижается, что следует иметь в виду при применении сильных ударных волн как эталона яркости.

Что же касается излучения, испускаемого фронтом, то его спектр при энергиях квантов более 9—10 эВ сильно отличается от плазменного. Как следует из фиг. 3, где представлена зависимость I_ϵ от ϵ для участка от 9 до 19 эВ, на непрерывном фоне выделяется много сильных и широких линий. Не менее сложным является спектр и во всех промежуточных точках между фронтами ударной волны и холодной зоны. Он как бы постепенно сужается за счет срезания со стороны жесткой части. Так, в точке $T = 0,7$ эВ спектр простирается уже до 12, а не до 10 эВ, как это имело место в точке с $T = 0,5$ эВ. Вместе с тем срезание части спектра происходит неравномерным образом, во всей области спектр сильно изрезан, причем существенную роль играют линии и полосы поглощения. Таким образом, в области существенно неравновесного излучения (в температурном пике и в прогревном слое) спектр излучения является сложным.

Выше и далее приводятся результаты расчетов при подробном учете спектрального состава излучения. Представляло бы интерес выяснить, насколько необходима такая степень детальности определения спектра. Были проведены расчеты, в которых спектр учитывался в 13-групповом приближении со следующими границами групп: 0 ... 1,596 ... 3,084 ... 4,076 ... 6,524 ... 7,052 ... 7,950 ... 8,663 ... 9,965 ... 10,90 ... 12,38 ... 18,61 ... 80,59 ...

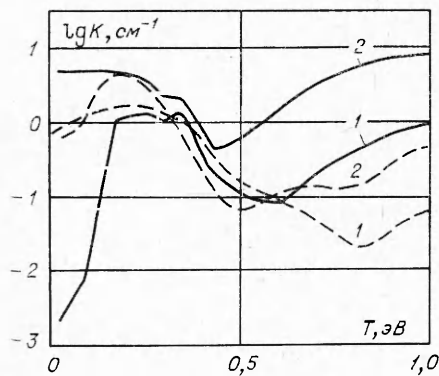
...248 эВ. Оказалось, что величины T_+ и T_- рассчитываются с точностью примерно 15—20%, в то время как различие в толщине холодной зоны велико.

Так, для случая $v = 20$ км/с и относительной плотности воздуха $\delta = 0,03$ толщина $x'_{0,2}$ слоя с температурой $T > 0,2$ эВ, полученная при решении спектральной задачи, уже с момента 6,5 мкс более чем в 3 раза отличается от аналогичной величины, полученной в 13-групповом приближении. Возможно, что с помощью увеличения числа групп в области 6,5—10 эВ удалось бы уменьшить такое различие, однако такое трудоемкое исследование не проводилось, поскольку расходы машинного времени на решение задачи с 456 спектральными интервалами с применением метода осреднения [7] оказались почти такими же, как и на решение задачи в 13-групповом приближении. Это указывает на эффективность использования методов типа [7] при решении подобного рода задач.

Естественно, что вид спектра излучения, а с ним и структура прогревного слоя связаны с характером изменения спектральных коэффициентов поглощения в зависимости от температуры и частоты.

На фиг. 4 показаны зависимости логарифмов средних групповых коэффициентов поглощения K_i от температуры T при относительной плотности воздуха $\delta = 0,1$ для двух групп излучения. Кривые 1 относятся к группе с границами 6,52—7,95 эВ, 2 — с границами 7,95—9,96 эВ. Сплошные кривые соответствуют средним планковским значениям коэффициентов в этих группах, штриховые — изменению с температурой истинных средних коэффициентов поглощения, вычисленных в соответствии с методом [7] по истинному спектру, имевшему место в точках с температурой в прогревном слое в момент 7,3 мкс. Кванты с энергиями $\epsilon > 9,96$ эВ практически полностью поглощаются в горячей зоне и не проникают в холодную, а кванты с энергией $\epsilon < 6,5$ эВ, в основном слабо поглощаясь холодной зоной, «уходят на бесконечность».

Таким образом, образование холодной зоны обусловлено квантами с энергиями, лежащими в диапазоне 6,5—10 эВ. Из фиг. 4 видно, что в области температур до 0,35 эВ средние коэффициенты обеих групп излучения этого диапазона ϵ велики (порядка $1-5$ см⁻¹), благодаря чему возникает передний фронт холодной зоны. Далее, в диапазоне температур 0,4—0,6 эВ величины K_i сильно падают, что обуславливает возникновение плато температуры. Интересно отметить, что, согласно фиг. 4, в диапазоне температур выше 0,6 эВ групповые коэффициенты поглощения, осредненные



Фиг. 4

по Планку, более чем на порядок превышают истинные средние коэффициенты поглощения, определяющие расстояние, на которое переносится излучение.

Поэтому при решении многогрупповой задачи с использованием планковских коэффициентов значительная часть излучения с энергией квантов 6,5—10 эВ будет поглощаться на краю горячей зоны при температуре 1 эВ, что приведет к существенному уменьшению скорости распространения и толщины холодной зоны по сравнению с решением спектральной задачи.

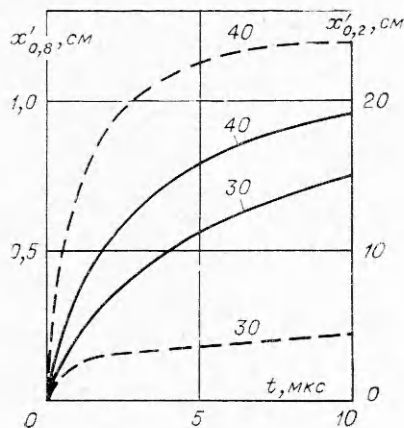
В величину суммарного коэффициента поглощения вносят свой вклад различные процессы. Однако в самом грубом приближении поглощение сравнительно холодным воздухом в области 7—9 эВ происходит главным образом в диссоциационном континууме молекулярного кислорода, прилегающем к полосам Шумана — Рунге и полосам окиси азота. Просветление воздуха при температурах более 0,4—0,5 эВ связано с диссоциацией O_2 и NO. В самом деле, согласно таблицам [8], при температурах 2000; 3000; 4000; 5000 и 6000 К и относительной плотности воздуха $\delta = 0,1$ концентрация O_2 составляет 0,205; 0,166; 0,048; 0,005 и 0,001 соответственно, а концентрация NO составляет 0,008; 0,043; 0,056; 0,032; 0,018. Увеличение же коэффициента поглощения при низких температурах в некоторых областях данного участка спектра связано с образованием NO, с возбуждением молекул и усилением поглощения в молекулярных полосах O_2 и NO.

Таким образом, просветление воздуха в области плато низкотемпературной зоны прогревного слоя связано в основном с диссоциацией молекулярного кислорода и окиси азота, а передний фронт холодной зоны можно назвать волной диссоциации O_2 и NO с последующей диссоциацией N_2 и ионизацией.

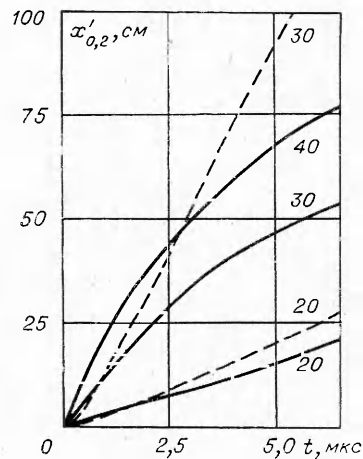
По-видимому, сложная структура прогревного слоя может возникать при распространении ударных волн не только в воздухе, но и в других молекулярных газах, а также в смесях атомарных газов с существенно различными потенциалами ионизации отдельных компонентов смеси.

Сложная двухфронтная и двухзонная структура прогревного слоя наблюдалась во всем рассмотренном диапазоне скоростей движения ударной волны и относительных плотностей воздуха. На фиг. 5 для случая относительной плотности воздуха $\delta = 0,1$ приведены зависимости от времени t расстояния $x'_{0,8}$ (точки с температурой $T = 0,8$ эВ (штриховые кривые)) и состояния $x'_{0,2}$ (точки с температурой 0,2 эВ (сплошные кривые)), которые характеризуют толщины горячей и холодной слоев соответственно. Цифры около кривых указывают на величину скорости поршня v , км/с. Видно, что протяженность холодной зоны значительно (почти на 2 порядка) превышает протяженность горячей зоны. Аналогичная ситуация сохраняется и для других плотностей воздуха.

На фиг. 6 приведены значения $x'_{0,2}$ для относительных плотностей $\delta = 0,01$ и 0,03 (штриховые и сплошные кривые соответственно). Как сле-



Фиг. 5



Фиг. 6

дует из фиг. 5, 6, а также из результатов, приведенных в [4, 5], толщины горячей и холодной зоны увеличиваются с ростом скорости фронта ударной волны или скорости поршня и падением плотности воздуха. При этом толщины холодной зоны могут достигать очень больших размеров. Так, согласно фиг. 6, для случая $v = 30$ км/с и $\delta = 0,01$ уже к моменту 5,5 мкс величина $x'_{0,2}$ достигает 100 см и при этом продолжает быстро нарастать. Заметим, что к этому моменту времени величины T_+ , T_- уже почти достигли своих предельных значений; величина толщины горячей зоны, составляя примерно 7 см, также продолжает нарастать, но медленнее, чем $x'_{0,2}$. Таким образом, квазистационарное состояние структуры волны в целом еще далеко не достигнуто. Столь большие величины толщин прогревного слоя приводят к требованиям весьма большого поперечного размера канала, в котором распространяется ударная волна, в тех случаях, когда такая структура ударной волны исследуется экспериментально, что сильно затрудняет такие исследования в силу увеличения требований к полной энергии установки. Вместе с тем эффект «просветления» больших толщин газа для ультрафиолетового излучения при сравнительно невысоком нагреве воздуха перед фронтом ударной волны, по-видимому, может быть использован как для различных технических целей, так и для диагностики излучения внутри прогревного слоя. Поэтому представляется целесообразным проверить его экспериментальным путем.

В заключение отметим, что при дальнейшем теоретическом исследовании структуры прогревного слоя перед фронтом сильной интенсивно-излучающей ударной волны целесообразно выяснить возможное влияние некоторой неравновесности состояния газа в этой зоне.

Поступила 12 VIII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах. — «Усп. физ. наук», 1957, т. 63, № 3, с. 613—641.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2-е. М., «Наука», 1966.
3. Zinn J., Anderson R. C. Structure and luminosity of strong shock waves in air. — «Phys. Fluids», 1973, vol. 16, N 10, p. 1639—1644.
4. Немчинов И. В., Орлова Т. И., Светцов В. В., Шувалов В. В. О роли излучения при движении в атмосфере метеороидов с очень большими скоростями. — «Докл. АН СССР», 1976, т. 231, № 5, с. 60—63.
5. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. Решение задачи о распространении сильных интенсивно-излучающих ударных волн в воздухе методом осреднения уравнений переноса излучения. — В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на земле. М., изд. ВАГО, 1977.
6. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.
7. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач. — ПММ, 1970, т. 34, № 4, с. 706—721.
8. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.