

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В НЕОНЕ

Ю. Н. Киселев

(Москва)

Возможность нагрева инертных газов до значительных температур при достижимых в эксперименте скоростях ударных волн, а также прозрачность этих газов для жесткого ультрафиолетового излучения позволяют использовать сильные ударные волны в инертных газах в качестве источников излучения высокой мощности [1—4]. Возникновение перед фронтом интенсивно-излучающей ударной волны прогрессивного слоя, согласно [5], должно ограничивать потоки, излучаемые на большие расстояния. Экспериментальные измерения [4, 6, 7], проведенные в узких участках видимой области спектра, подтвердили возникновение экранирующего излучения прогрессивного слоя для ударных волн в ксеноне, аргоне, гелии. Измерения плотностей потоков, излучаемых ударными волнами в ксеноне и аргоне [8], показали, что экранирующее действие прогрессивного слоя в этих газах для излучения из области вакуумного ультрафиолета проявляется при более высоких скоростях, чем для излучения из видимой области спектра. Особый интерес как излучатель представляет ударная волна в неоне. Первые измерения в фиолетовой области спектра яркости ударной волны в этом газе [2] не обнаружили заметного экранирующего воздействия прогрессивного слоя при скоростях до 43 км/с. Если предположить, что это остается справедливым и для более жесткого излучения, вплоть до потенциала ионизации неона, то получается, что ударная волна в неоне при скоростях свыше 30 км/с является более мощным излучателем, чем ударная волна в более тяжелом, но имеющем меньший потенциал ионизации аргоне. Проверке этого предположения и посвящена данная работа.

Для исследования излучения ударных волн в неоне в ультрафиолетовой области спектра проводились измерения излучаемой практически во всей спектральной области прозрачности неона плотности потока излучения при одновременной регистрации яркости в видимой области спектра.

Применяемые для регистрации плотности потока излучения пироэлектрические приемники [9] обладали равномерной спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн 40—1100 нм. Излучению с длинами волн более 1100 нм в исследуемом диапазоне температур ударно-сжатого газа принадлежит менее 1% энергии излучения, а излучение с длинами волн короче 57,5 нм поглощается в холодном неоне из-за фотоэффекта. Измерения плотности потока излучения с помощью пироэлектрических приемников обеспечивали точность $\pm 14\%$ при временном разрешении $2 \cdot 10^{-7}$ с.

В опытах ударные волны распространялись в стеклянных трубках с внутренним диаметром 18—40 мм, заполненных неонем при атмосферном давлении. Применялся неон марки «чистый» с содержанием примесей не более 0,01%.

Одновременно с измерением плотности лучистого потока, излучаемого ударной волной, в опытах измерялись с помощью двух скоростных фоторегистраторов типа СФР скорость распространения ударной волны и яркостные температуры ее поверхности в двух участках видимой области спектра: в красной области — за фильтром с эффективной длиной волны $\lambda = 660$ нм и полушириной $\Delta\lambda = 60$ нм и в фиолетовой области — за фильтром $\lambda = 432$ нм, $\Delta\lambda = 20$ нм. Измеренной плотности потока излучения ставилась в соответствие радиационная температура, определяемая как температура абсолютно черного тела, излучающего данную плотность потока в диапазоне энергий квантов от нуля до потенциала ионизации неона, равного 21,6 эВ. Измерения яркостных температур T_- и определенные радиационных температур T_+ при заданной границе пропускания характеризуются относительными погрешностями, представленными в таблице в зависимости от величины температур.

Особое внимание уделялось точности измерения скорости распространения центральной части поверхности ударной волны, с которой регистрировались потоки излучения. Для устранения пристеночных возмущений, обгоняющих центральную часть фронта ударной волны и способных привести к кажущемуся увеличению скорости ударной волны, применялись

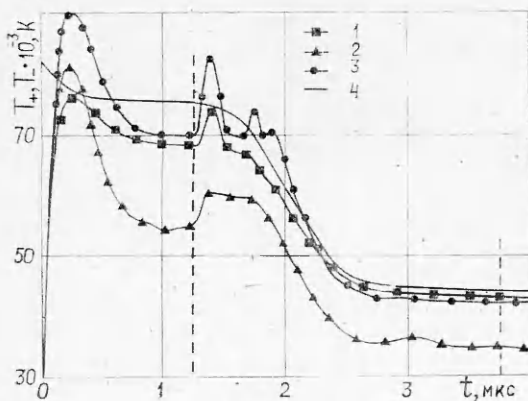
$T \cdot 10^{-3}, \text{ K}$	20	30	50	70	100	150
$\Delta T_- / T_- (\lambda = 660 \text{ нм}), \%$	6	6,5	8	9,3	11	14
$\Delta T_- / T_- (\lambda = 432 \text{ нм}), \%$	4	5	6	6,7	9	12
$\Delta T_+ / T_+, \%$	3	3,4	4,3	5,5	7,1	8,3

отсекающие диафрагмы. Погрешность в измерении скорости ударной волны не превышала 4%.

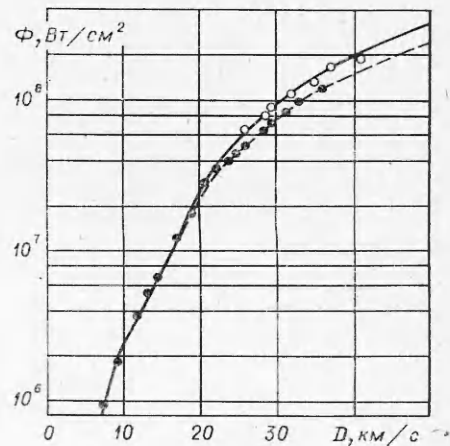
Генерация ударных волн в заполняющем стеклянную трубку неоне осуществлялась или при выходе плоской детонационной волны на плоский торец цилиндрического заряда взрывчатого вещества или с помощью взрывного газового компрессора [10], сферическая камера сжатия которого отделялась от трубки с неонем тонкой лавсановой диафрагмой. Более подробно постановка опытов и методики измерения описаны в [8].

При скоростях ударной волны свыше 25 км/с в опытах с неонем зарегистрирована нестационарность излучения ударной волны. Для примера на фиг. 1 представлено поведение во времени яркостных и радиационных температур ударной волны в неоне в одном из опытов (точки 1 — радиационная температура; 2 — яркостная температура на длине волны 660 нм; 3 — яркостная температура на длине волны 432 нм; кривая 4 — температура за фронтом ударной волны, рассчитанная на основании измерений скорости с использованием ударной адиабаты неона из [4]). Штриховой линией отмечены моменты прохождения волной отсекающих диафрагм. Нестационарность выражалась в том, что после достижения максимальных значений, даже при постоянной скорости ударной волны, яркостные температуры и потоки излучения резко снижались и за времена 0,3—0,6 мкс выходили на более низкие постоянные значения. Особенно сильно (примерно на 30%) изменялась яркостная температура в красной области спектра. В дальнейшем температуры следят за изменением скорости, которая после прохождения волной отсекающей диафрагмы снижается и выходит на новое постоянное значение. Видимые на фиг. 1 после момента 1,2 мкс непродолжительные пульсации температур связаны с влиянием отраженных от отсекающей диафрагмы ударных волн. Именно с явлением нестационарности в начале движения ударной волны в неоне и связан большой разброс яркостных температур в первых опытах с неонем [2]. В опытах с ксеноном и аргоном [8] подобная нестационарность не наблюдалась.

Отмеченная нестационарность говорит о том, что в неоне прогревный слой перед ударным фронтом устанавливается за время 0,3—0,6 мкс. На основе этого на фиг. 2, 3, где представлены экспериментальные результаты



Фиг. 1



Фиг. 2

для ударной волны в неоне, даны светлыми точками максимальные значения измеренных величин, а темными точками — установившиеся за время сохранения ударной волной постоянной скорости.

Из фиг. 2, где представлены измеренные значения плотности потока, излучаемого ударной волной в неоне, в зависимости от скорости волны, видно, что максимальные значения плотности потока излучения в диапазоне скоростей от 7,8 до 41 км/с совпадают с расчетом по ударной адиабате неона с обрезанием спектра потенциалом ионизации неона 21,6 эВ (сплошная кривая). А установившиеся значения плотности потока излучения при скоростях свыше 22 км/с лежат ниже этого расчета.

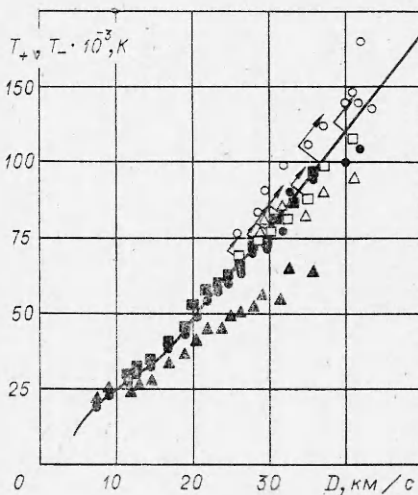
Расчет спектральных коэффициентов горячего неона [11], проведенный с учетом фотоэффекта с основных и возбужденных состояний атома и иона, тормозного поглощения и поглощения и испускания в линиях, показал, что в горячем неоне перед потенциалом ионизации уже при температуре $1,4 \cdot 10^4$ К возбуждаются линии поглощения, которые при дальнейшем нагревании упираются. Это приводит к тому, что уже при температуре $2 \cdot 10^4$ К граница пропускания неона снижается до 19,5 эВ с довольно широкой линией поглощения для квантов с энергией около 16,7 эВ.

В работе [12] на примере ударной волны в гелии было показано что подобное поглощение возбужденными уровнями в прогревном слое перед ударным фронтом приводит к эффективной границе пропускания излучения с фронта, на 3,6 эВ меньшей потенциала ионизации гелия.

Оценки максимальной температуры в прогревном слое перед фронтом ударной волны в неоне показывают, что при скорости 25 км/с температура в прогревном слое может достигать $2 \cdot 10^4$ К. При такой температуре заметное снижение границы прозрачности неона будет наступать при ширине прогривного слоя около 1 мм. Если, исходя из хода спектральной зависимости коэффициента поглощения неона, считать, что излучение с ударного фронта обрезается не при значении энергии квантов, равном потенциалу ионизации неона 21,6 эВ, а при меньшем (эффективном значении 19 эВ), то экспериментальные значения установившихся плотностей потоков излучения хорошо совпадают с соответствующим расчетом по ударной адиабате неона, который представлен на фиг. 2 штриховой линией.

На фиг. 3 представлены установившиеся значения радиационных температур, определенных уже из границы прозрачности 19 эВ. Максимальные же значения радиационных температур, для которых влияние прогривного слоя еще слабое, даны для границы прозрачности, равной потенциалу ионизации неона. Возможное их изменение при смещении границы прозрачности до 19 эВ указано стрелками. Здесь же даны измеренные значения яркостных температур ударной волны в неоне. Обозначения те же, что и на фиг. 1. Сплошная кривая — ударная адиабата неона из [4].

Измерения в различных участках спектра показывают, что ударная волна в неоне излучает как абсолютно черное тело при скоростях 7,8 — 10 км/с. При скоростях 12 км/с и выше яркостные температуры в красной области спектра меньше расчетной температуры газа за ударным фронтом. При скорости 36 км/с эта разница достигает 36%. Несмотря на ярко выраженную экранировку в красной области спектра, яркостные температуры в фиолетовой области спектра и радиационные температуры, учитывающие сужение окна прозрачности неона, близки к расчетной температуре ударно-сжатого неона во всем исследованном диа-



Фиг. 3

пазоне скоростей ударной волны. При скоростях выше 25 км/с максимальные яркостные температуры в фиолетовой области спектра превышают температуру за фронтом ударной волны на 15 — 20%. Это указывает на степень повышения температуры в ударном скачке за счет того, что он набегаем на уже разогретый излучением газ. С развитием прогревного слоя это повышение температуры компенсируется экранирующим действием прогревного слоя. При этом яркостная температура в фиолетовой области спектра и радиационная температура снижаются до уровня температуры ударно-сжатого газа, рассчитанной без учета радиационных эффектов.

По времени нарастания яркости ударной волны в начале ее движения можно определить коэффициенты поглощения ударно-нагретого газа, используя способ [6]. При скорости волны 9,3 км/с и сжатии, равном, согласно [4], 6, 5, температура ударно-нагретого неона составляла $2,37 \cdot 10^4$ К. По результатам измерений средний по излучаемому спектру коэффициент поглощения неона при этом равнялся $7,7 \text{ см}^{-1}$, а коэффициенты поглощения в фиолетовой и красной областях спектра соответственно равны 10 и 36 см^{-1} . Резким увеличением коэффициента поглощения горячего неона в красной области спектра по сравнению с фиолетовой и ультрафиолетовой областями и объясняется для ударной волны в неоне более раннее проявление экранировки в прогревном слое в красной области спектра.

В опытах пироэлектрические приемники регистрировали излучение в узком телесном угле в направлении, перпендикулярном поверхности фронта ударной волны. При определении плотностей потоков излучения предполагалось, что распределение интенсивности излучения по углам подчиняется закону Ламберта. При возникновении прогревного слоя, экранирующего излучение, этот закон не выполняется. Оценим возможное изменение плотности потока излучения ударной волны за счет большего поглощения в прогревном слое излучения, выходящего под малыми углами к поверхности фронта. Рассмотрим полубесконечное пространство, представляющее собой абсолютно черное тело, перед которым находится слой толщины a с постоянным по толщине и спектру коэффициентом поглощения κ . При слабой экранировке собственным излучением прогревного слоя можно пренебречь. Тогда плотность потока излучения, выходящего наружу, имеет вид

$$\Phi = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_0 \cos \alpha \cdot e^{-\kappa a / \cos \alpha} \sin \alpha d\alpha,$$

где I_0 — интенсивность излучения абсолютно черного тела; α — угол между направлением движения квантов и нормалью к поверхности.

Вводя переменную $z = 1/\cos \alpha$ и заменяя интенсивность на равновесную плотность излучения $I_0 = cU_0/4\pi$, получим

$$\Phi = \frac{cU_0}{2} \int_1^{\infty} e^{-\kappa a z} z^3 dz,$$

где c — скорость света.

Поскольку $cU_0/4 = \sigma T^4 = \Phi_0$, где σ — постоянная Стефана — Больцмана, окончательно плотность потока излучения на выходе из поглощающего слоя будет равна

$$(1) \quad \Phi = 2\Phi_0 E_3(\kappa a) = \Phi_0 [e^{-\kappa a} - \kappa a e^{-\kappa a} + \kappa^2 a^2 E_1(\kappa a)],$$

где $E_n(x)$ — интегральная показательная функция.

Ширину прогревного слоя перед фронтом ударной волны в неоне на уровне температуры $2,4 \cdot 10^4$ К можно оценить по измеренной величине коэффициента поглощения в красной области спектра и зарегистрированному отличию интенсивности излучения I ударной волны в красной области спектра по сравнению с расчетной I_0 по соотношению $a = (\ln I_0 -$

$-\ln I)/x$. Такая оценка дает для ударной волны в неоне при скорости 36 км/с ширину прогревного слоя $a = 1$ мм. Соответствующее снижение плотности потока излучения, оцененное по формуле (1), составит $\Phi = 0,81 \Phi_0$. В то же время интенсивность излучения под углом $\alpha = 0$, которая измеряется пироэлектрическим приемником, также ослабится до значения $I = 0,89 I_0$. Поэтому возможное отличие плотности потока излучения ударной волны в неоне по сравнению с плотностью потока, определенной в опытах в предположении выполнения закона Ламберта, не превышает 9%, т. е. является малым.

Измеренные плотности потока, излучаемые ударной волной в неоне, достигали $1,8 \cdot 10^8$ Вт/см². Малая толщина возникающего перед фронтом прогревного слоя и его прозрачность для ультрафиолетового излучения позволяют предположить, что с достижением более высоких скоростей ударной волны возможно существенное повышение излучаемых потоков. Необходимые для этого скорости существенно ниже, чем в случае ударной волны в гелии. Это позволяет считать ударную волну в неоне одним из наиболее перспективных мощных излучателей ультрафиолетового излучения. Основное же экранирующее действие прогревного слоя в неоне проявляется в снижении энергии излучаемых квантов до 19 эВ и в значительном ослаблении излучения в красной области спектра.

Поступила 22 I 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жариков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А. Исследование воздействия на твердое вещество светового излучения, полученного при помощи источника взрывного типа. — ПМТФ, 1967, № 1.
2. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д. Взрывной источник мощного светового излучения сплошного спектра. — ФГВ, 1974, № 1.
3. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д., Цикулин М. А. Экспериментальное исследование воздействия на преграду источников мощного излучения сплошного спектра. — В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле. М.: Всесоюз. астрономо-геодез. о-во, 1977.
4. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
6. Модель И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, № 4.
7. Войтенко А. Е., Модель И. Ш., Самоделов И. С. Яркая температура ударных волн в ксеноне и воздухе. — ДАН СССР, 1966, т. 169, № 3.
8. Киселев Ю. Н. Полный выход излучения с фронта сильных ударных волн в инертных газах. — В кн.: Горение и взрыв в космосе и на Земле. М.: Всесоюз. астрономо-геодез. о-во, 1980.
9. Киселев Ю. Н., Крохин В. З. Малоинерционные пироэлектрические приемники для регистрации излучения в диапазоне 40—1100 нм. — ПМТФ, 1976, № 4.
10. Войтенко А. Е. Ускорение газа при его сжатии в условиях остроугольной геометрии. — ПМТФ, 1966, № 4.
11. Буздин В. П., Косарев И. Б., Потеряхина Л. М. Расчет коэффициентов поглощения излучения легкими элементами с учетом связано-связанных переходов. — В кн.: Тезисы докл. III Всесоюз. конф. Динамика излучающего газа. М.: изд. ИПМ АН СССР, 1977.
12. Боговявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в гелии нормальной плотности. — Журн. прикл. спектроскопии, 1981, т. 34, № 1.