

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ УДАРНО-НАГРЕТЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ПО МИКРОВОЛНОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

*В. Г. Масленников, В. М. Поляков, В. Г. Тестов, Ю. Г. Тищенко*

Исследованы особенности собственного микроволнового излучения плазмы ударно-нагретых инертных газов Ar и Xe при скоростях падающих ударных волн 4.8—5.6 км/с и начальном давлении 5—6 Тор. На основании полученных экспериментальных данных даны оценки характерных размеров пограничного слоя, проведен анализ характеристик течения в зоне пограничного слоя, показана возможность оценки размеров ударно-нагретой пробки, определены границы применимости теоретических моделей в условиях эксперимента.

### Введение

Исследования собственного СВЧ ( $\lambda=2.4$  и 0.8 см) [1] и субмиллиметрового (2—0.5 мм) [2] излучений плазмы за падающими ударными волнами в ударных трубах показали, что экспериментальные значения уровней интенсивности излучения значительно превышают соответствующие расчетные значения в предположении однородности и изотермичности плазмы при числах Маха  $10 < M_1 < 20$  и начальных давлениях единицы Тор. В области частот измерений, близких к плазменным, в силу наличия пограничного слоя, толщина которого увеличивается с удалением от фронта ударной волны в сторону контактной поверхности, предположение об однородности плазмы за ударной волной может не выполняться.

Экспериментальные исследования пограничного слоя на ударных трубах крайне ограничены и в основном проводились зондовым методом для определения характера и толщины пограничного слоя в аргоне [3]. Применение метода оптической интерферометрии позволило авторам работ [4—6] получить профили степени ионизации и плотности в пограничном слое.

Настоящая работа посвящена изучению пограничного слоя в плазме за падающими ударными волнами в аргоне и ксеноне по особенностям поведения интенсивности собственного излучения в микроволновом диапазоне длин волн.

### 1. Перенос излучения в неоднородной плазме

Сопоставление экспериментальных результатов измерений интенсивности микроволнового излучения, выраженной в яркостных температурах, с расчетными значениями температур за фронтом падающих ударных волн показывает, что равновесная температура выше, чем яркостная. Это указывает на неоднородность исследуемого плазменного образования и связь принимаемого сигнала с излучением более холодных, чем ядро, слоев плазмы. Возрастание яркостной температуры при уменьшении длины волны регистрируемого излучения обусловлено вкладом излучения от слоев с более высокими электронными концентрациями и температурами, расположенными ближе к ядру потока.

Если представить плазменное образование в виде двухслойной среды с отражающей границей (слой с критической для данной длины волны электронной концентрацией) между слоями [1], то интенсивность излучения в направлении,

перпендикулярном движению падающей ударной волны, в общем случае включает прямое излучение неоднородного плазменного слоя, переотраженное критическим слоем падающее на него излучение и излучение слоя с критической электронной концентрацией в сторону приемника. Для определения вклада каждого слагаемого в суммарный уровень излучения плазмы падающих ударных волн необходимо знать распределения температур, электронных концентраций, плотности поперек пограничного слоя и изменение его толщины в зависимости от расстояния за фронтом ударной волны.

В случае аргона, где, как правило, в условиях эксперимента реализовывался ламинарный пограничный слой, изменение толщины погранслоя  $\delta_2$  в зависимости от расстояния определялось по теории Майрлса [7]. Изменение числа Прандтля  $Pr$ , вязкости  $\eta$  и суммарного коэффициента теплопроводности  $\lambda_2$  учитывалось

по данным, приведенным в работах [8, 9]. На рис. 1 представлено изменение толщины пограничного слоя в зависимости от расстояния от фронта ударной волны. В ксеноне расчет толщины пограничного слоя  $\delta_2$  проводился для турбулентного случая.

Большинство экспериментальных исследований на ударных трубах посвящено определению условий, при которых ламинарный слой переходит в турбулентный. Так, исследования в аргоне при  $M_1=8 \div 11$  ( $p_1=11.5 \div 5$  Тор) [4] указывают на ламинарный характер пограничного слоя. Зондовые измерения при  $M_1=10$  ( $p_1=1$  Тор) [10] показали, что на расстоянии порядка 64 см за фронтом  $\delta_{Ne}^{max} \approx 3$  мм. Это примерно в два раза превышает расчетные значения. Близкие значения  $\delta_{Ne}=1.5 \div 3$  мм были зарегистрированы при числах Маха 8—12 и  $p_1=1 \div 50$  Тор [11].

Численные расчеты толщины температурного пограничного слоя  $\delta_T$  для  $M_1=18.7$  и  $p_1=5$  Тор дают изменение  $\delta_T$  от 0.34 мм ( $x=10^{-2}$  м) до 1.53 мм ( $x=0.2$  м), толщина же вязкого пограничного слоя  $\delta=2\delta_T$  [12]. Измерения, проведенные шпирен-методом ( $M_1=12.5$ ,  $p_1=5$  Тор), дают  $\delta_{Ne} \approx 1.5$  мм ( $x=4$  см), а максимальный градиент в направлении, перпендикулярном оси потока  $dNe/dy=6.3 \times 10^{17}$  см $^{-4}$ , реализовался на расстоянии 0.3 мм от стенки.

Интерферометрические [4—6] исследования аргона, учитывающие несовершенство газа и взаимное влияние структуры фронта ионизации и стенки ударной волны, позволили наиболее полно составить картину распределения термодинамических параметров как за фронтом в направлении распространения ударной волны, так и поперек потока в диапазоне чисел Маха от 13 до 16 ( $p_1=5$  Тор). Так, толщина вязкого пограничного слоя  $\delta$  при  $M_1=13.1$  ( $p_1=5.16$  Тор) на расстояниях от фронта 1—12 см возрастает от 1.1 до 4.4 мм, в то время как по модели Майрлса [7] от 0.26 до 1.2 мм, т. е. примерно в четыре раза занижена. Таким образом, оценки по Майрлсу следует считать как грубое приближение. С увеличением интенсивности ударной волны ( $M_1=15.9$ ) на тех же расстояниях от фронта  $\delta=1.1 \div 4.7$  мм. Измерения поперечного распределения электронной концентрации для  $M_1=13.1$  на расстоянии  $x=9.5$  см дают  $\delta_{Ne}=1$  мм, а при  $M_1=15.9$  ( $x=18$  см)  $\delta_{Ne}=2$  мм. Сопоставляя профили плотности газа и электронных концентраций, видно, что спад электронной концентрации на 80 % происходит в слое, где плотность практически не меняется. В связи с тем что  $N_{Ar} = const$ , спад электронной концентрации в этой области можно объяснить уменьшением температуры. В равновесном приближении спад температуры составляет порядка 1500 К. Таким образом, в слое  $\delta_p$  (0.3 мм при  $M_1=13.1$ ) происходит резкое уменьшение температуры с градиентом  $dT/dy > 10^6$  град/см.

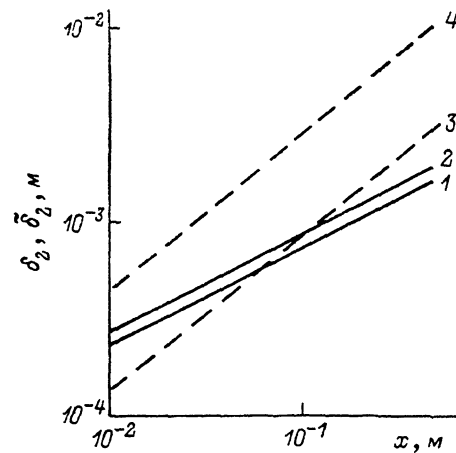


Рис. 1. Изменение толщины пограничного слоя от расстояния за фронтом ударной волны ( $p_1=5$  Тор).

Ламинарный  $\delta_2$ , пограничный слой (Ar): 1 ( $M_1=11.4$ ), 2 ( $M_1=13.1$ ). Турбулентный  $\delta_2$ , пограничный слой (Xe): 3 ( $M_1=13.6$ ), 4 ( $M_1=17.4$ ).

В силу крайней ограниченности исследований в ксеноне целесообразно провести расчет по модели Майрлса для совершенного газа [7], введя поправку по аналогии с аргоном для модели ионизированного газа. В этом случае  $dT/dy > 10^4$  град/см.

Оценки вклада в яркостную температуру каждой из указанных компонент излучения для модели с линейным законом изменения температуры в пограничном слое показывают, что при  $\omega^2 \gg \nu_{эф}^2$  и  $dT/dy > 10^4$  град/см интенсивность принимаемого сигнала для частот  $\omega > 10^{12}$  определяется прямым излучением неоднородного плазменного слоя, расположенного перед слоем с критической электронной концентрацией.

## 2. Экспериментальное исследование микроволнового излучения плазмы пограничного слоя

Экспериментальные исследования субмиллиметрового излучения проводились на двухдиафрагменной ударной трубе ФТИ АН СССР с использованием в качестве толкающего газа подогретого водорода при давлении  $p=200 \div 480$  атм и температуре  $T=400 \div 450$  °С. Для получения оптимальных значений скоростей ударной волны и исключения возможного влияния горения водорода в районе контактной поверхности на параметры плазмы в ударно-нагретой пробке газа камеры низкого и высокого давлений разделялись буферной камерой, наполненной гелием до  $p=1 \div 1.5$  атм. Измерения проводились при начальном давлении исследуемого газа 5 Тор и скоростях падающей ударной волны 4.8—6.6 км/с. Регистрация субмиллиметрового излучения осуществлялась полупроводниковым приемником на сурмянистом индии [2]. На рис. 2 представлены осциллограммы излучения ( $\lambda=2 \div 0.5$  мм). Видно, что в случае ксенона излучение начинает нарастать непосредственно за фронтом и после достижения максимального значения резко спадает. В случае, когда интенсивность излучения достигает постоянного уровня, слой излучает как абсолютно черное тело (рис. 2, а). При повышении скорости ударной волны толщина излучающего слоя уменьшается и излучение нарастает до прихода контактной поверхности, где толщина пограничного слоя максимальна, при этом постоянного уровня в излучении не наблюдается (рис. 2, б).

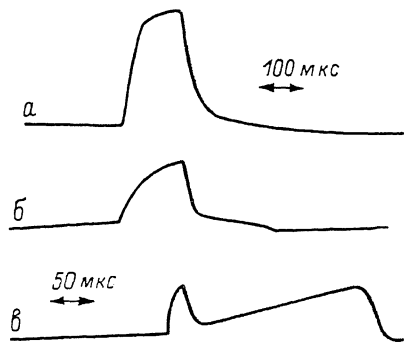


Рис. 2. Осциллограммы излучения.  
Xe,  $p_1=6$  Тор: а ( $M_1=13.6$ ), б ( $M_1=15$ );  
Ar,  $p_1=5$  Тор: в ( $M_1=11.1$ ).

При измерениях в Ar непосредственно на фронте ударной волны имеется всплеск излучения, обусловленный тем, что в зоне ионизационной релаксации электронные концентрации примерно на порядок ниже равновесных и для субмиллиметрового диапазона частот близки к критическим. Поэтому это излучение связано со свечением невязкого ядра потока. При удалении от фронта по мере роста толщины пограничного слоя происходит спад излучения вследствие его поглощения в пограничном слое. Дальнейшее нарастание интенсивности излучения определяется нарастанием оптической толщины пограничного слоя. Увеличение интенсивности ударной волны приводит к сокращению длительности пика (рис. 2, в), а амплитуда его возрастает. В случае аргона экранирование пограничного слоя в зоне релаксации в наших экспериментах было невелико. Поэтому если принять, что спад излучения за фронтом обусловлен ростом электронной концентрации в зоне релаксации, то длительность всплеска будет определяться ее размерами.

В исследованиях с ксеноном такие особенности не наблюдались из-за более высоких концентраций электронов, т. е. излучал только пограничный слой. Для определения регистрируемой полосы частот, излучаемой плазмой, на входе приемника устанавливались сменные фильтры. Было установлено, что интенсивность принимаемого излучения определяется всей полосой пропускания приемника.

Во всех экспериментах по измерению субмиллиметрового излучения достаточно четко фиксировался спад в интенсивности излучения при приходе в зону измерений контактной поверхности. С возрастанием скорости ударной волны время спада наступает раньше. Определение размеров области между ударной волной и контактной поверхностью проводилось по Майрлсу [13]. Оценки показывают, что для начального давления  $p_1=5$  Тор  $Re^{Ar} \approx 6 \cdot 10^5$  ( $M_1=13.1$ ) и  $Re^{Xe} \approx 1.2 \cdot 10^6$  ( $M_1=17.4$ ). Это соответствует переходной области. В зависимости от величины числа Рейнольдса пограничный слой может быть ламинарным или

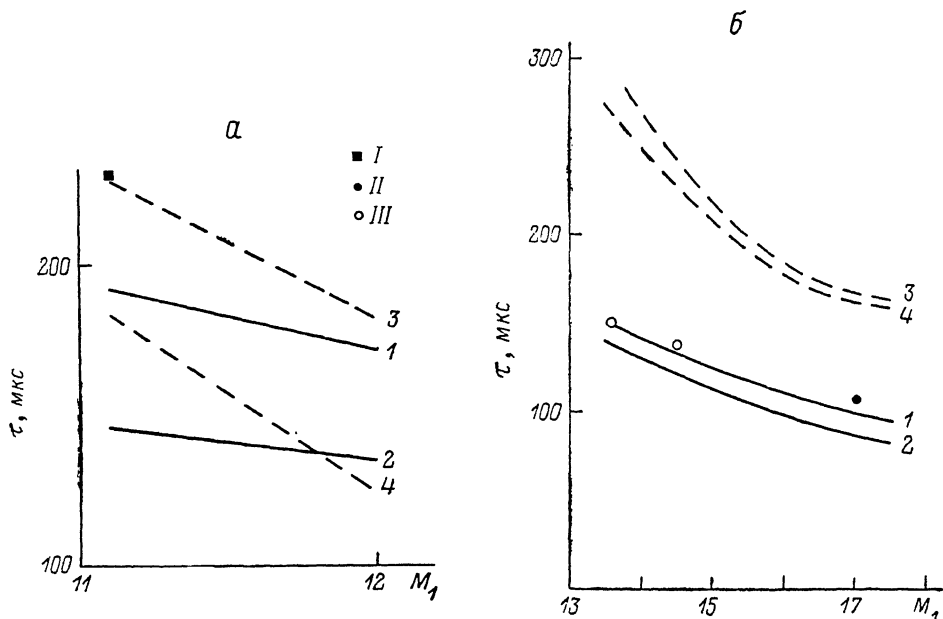


Рис. 3. Изменение длительности пробки в аргоне (а) и ксеноне (б).

1, 2 — турбулентный пограничный слой; 3, 4 — ламинарный. 1, 3 — однородный внешний поток; 2, 4 — местное подобие. Эксперимент: I ( $M_1=11.1$ ,  $p_1=5$  Тор), II ( $p_1=5$  Тор), III ( $p_1=6$  Тор).

турбулентным, поэтому расчет расстояния между фронтом ударной волны и контактной поверхностью (рабочего времени) проводился для обоих случаев.

Экспериментальные исследования проводились на расстоянии  $x_s=5$  м от диафрагмы. На рис. 3, а, б представлены расчеты времен работы  $\tau$  и результаты экспериментов. Для аргона экспериментально измеренное время хорошо совпадает с расчетным по теории ламинарного пограничного слоя (в приближении однородного внешнего потока) и результатами зондовых измерений [3, 11]. В случае ксенона экспериментальные значения существенно меньше, чем расчетные в предположении ламинарного пограничного слоя. Для случая турбулентного пограничного слоя экспериментальные результаты в ксеноне достаточно хорошо соответствуют приближению однородного внешнего потока.

### Заключение

Результаты измерений в аргоне и ксеноне показали, что при числах Маха  $M_1 > 11$  в случае, когда концентрация электронов непосредственно за фронтом падающей ударной волны порядка критической, излучение на фронте возрастает скачком, а затем спадает в силу экранирования нарастающим по толщине пограничным слоем.

Установлено, что для давления  $p_1=5$  Тор пограничный слой в аргоне при  $M_1 < 11$  ламинарный, а в ксеноне для  $M_1 > 13.6$  — турбулентный. При регистрации излучения плазмы пограничного слоя уверенно регистрируется время прихода контактной поверхности, что позволило определить размеры ударно-нагретой пробки и границы применимости модели Майрлса в условиях экспериментов.

## Литература

- [1] Лобастов Ю. С., Мишин Г. И., Поляков В. М. и др. ЖТФ, 1978, т. 48, № 3, с. 514—519.
- [2] Масленников В. Г., Поляков В. М., Тестов В. Г., Тумакаев Г. К. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 16, с. 842—844.
- [3] Новгородов М. А., Поляков Ю. А., Тищенко В. А. и др. ЖТФ, 1978, т. 48, № 6, с. 1186—1190.
- [4] Glass I. I., Liu W. S., Tang F. C. Can. J. Phys., 1977, v. 55, N 14, p. 1269—1279.
- [5] Glass I. I., Liu W. S. J. Fluid Mech., 1978, v. 84, pt 1, p. 55—77.
- [6] Lui W. S., Glass I. I. J. Fluid Mech., 1979, v. 94, pt 4, p. 679—696.
- [7] Mirels H. NASA, 1957, Rep. N 1333 (Рус. пер.: Ударные трубы / Под ред. X. А. Рахматуллина, С. С. Семенова. М.: ИЛ, 1962).
- [8] Козлов Г. И., Ступицкий Е. Л. Таблицы термодинамических параметров аргона и ксенона за падающей и отраженной ударной волной. М., 1969.
- [9] Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
- [10] Бурминский Э. П., Горячев В. Л., Сузов Г. С. ЖТФ, 1970, т. 40, № 4, с. 884—886.
- [11] Чекалин Э. К., Новгородов М. А., Хандуров Н. В. ЖТФ, 1975, т. 45, № 7, с. 1402—1408.
- [12] Knöös S. J. Plasma Physics, 1968, v. 2, pt 1, p. 207—255; pt 2, p. 243—255.
- [13] Mirels H. AIAA J., 1964, v. 2, N 1, p. 84—93.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 мая 1987 г.