14. **Коэн Л., Карлссон С.** Экспериментальное исследование взаимодействия между бесстолкновительной плазмой и электромагнитным полем.— Ракетн. техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 8.
15. **Podgorny J. M., Dubinin E. M.** Laboratory experiments directed toward the investigation of magnetospheric phenomena.— Space Sci. Rev., 1974, vol. 15, N 6.

Поступила 31/V 1983 г.

УДК 537.50

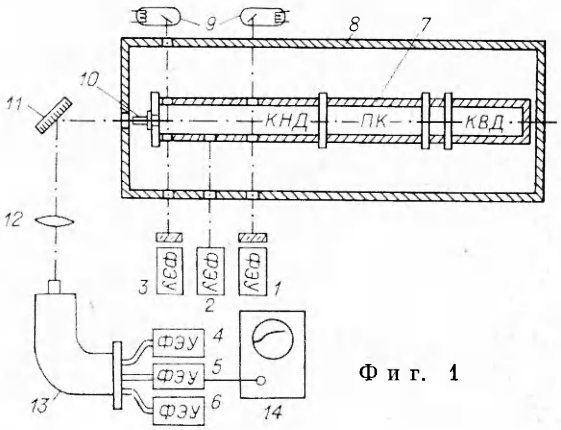
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ КРИПТОНА

В. Н. Новиков, В. А. Сеченов

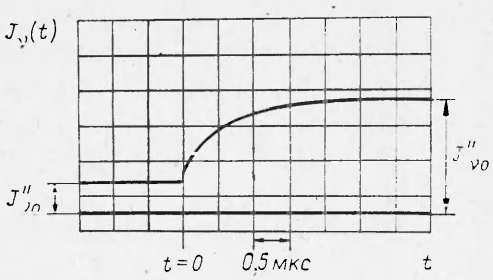
(*Москва*)

Исследование теплофизических свойств плотной плазмы стимулируется главным образом отсутствием строгой теории, адекватно описывающей термодинамические, переносные и оптические свойства такого объекта. Для проведения подробного анализа имеющихся в настоящее время моделей плотной плазмы необходимо сравнение их выводов с экспериментальными результатами, полученными для различных химических элементов. В опытных данных по термодинамическим свойствам и электропроводности плотной плазмы ряда химических элементов обнаружена общая закономерность: экспериментальные энтальпия и электропроводность плазмы меньше соответствующих теоретических значений, причем эти отличия увеличиваются с ростом концентрации заряженных частиц. Что касается исследования оптических свойств плотной плазмы, то положение дел здесь оказывается довольно неопределенным: для одних элементов обнаружено значительное превышение экспериментальных результатов над теоретическими значениями, для других — занижение. В связи с этим необходимы дальнейшие экспериментальные исследования оптических свойств плотной плазмы в широком диапазоне параметров.

В данной работе проводилось исследование оптических свойств плотной плазмы криптона. Для получения плотной плазмы использовалась трехкамерная подогреваемая ударная труба пневматического типа (фиг. 1). Трехкамерная труба *7* состоит из камеры высокого давления (КВД), промежуточной камеры (ПК) и камеры низкого давления (КНД). В камеру низкого давления напускается исследуемый газ — криптон, в ПК и КВД закачивается толкающий газ — гелий. Давление газа в промежуточной камере выбирается равным среднему геометрическому давлений газа в КНД и КВД. Использование промежуточной камеры дает возможность поднять интенсивность ударной волны на 20—30% по сравнению с двухкамерным вариантом трубы [1]. Вся труба помещается в обогреватель *8* и нагревается до определенной температуры. Перед началом эксперимента камера низкого давления откачивается до давления ~ 1 Па и заполняется криптоном. В эксперименте регистрируются начальное давление и температура рабочего газа (во всех экспериментах начальное давление газа 12,6 к Па, начальная температура 873 К), скорость падающей и отраженной ударных волн и плотность плазмы за падающей и отраженной ударными волнами. Плотность плазмы измеряется с помощью рентгеновской диагностики [2]. Скорость падающей ударной волны измеряется на двух базах с помощью фотоумножителей *1*, *2* и *2*, *3* и рентгеновских трубок *9*. По экспериментальным параметрам и зако-



Фиг. 1



Ф и г. 2

нам сохранения на фронте ударного разрыва определяются давление и энтальпия плазмы за падающей и отраженной ударными волнами. Более подробное описание экспериментальной установки дано в [3]. Методика и точность исследования термодинамических параметров плотной плазмы на подогреваемой ударной трубе подробно изложены в [2, 4].

При анализе экспериментальных результатов установлено, что опытные термодинамические параметры криптоновой плазмы хорошо описываются теоретическим приближением — дебаевской теорией в большом каноническом ансамбле, и поэтому это приближение используется для расчета термодинамического состава плазмы.

Для определения коэффициента поглощения плотной криптоновой плазмы регистрируется интенсивность излучения плазмы с торца ударной трубы. Излучение из плазмы, падающее нормально на поверхность стекла из искусственного корунда, установленного в торце ударной трубы, с помощью коллиматора *10*, поворотного зеркала *11* и линзы *12* попадает на входную щель спектрографа ИСП-51 *13*. Коллиматор представляет собой зачерненную металлическую трубку длиной 0,1 м с внутренним диаметром $0{,}5\cdot10^{-2}$ м. В фокальной плоскости спектрографа установлена зачерненная фотопластинка с выгравированными щелями шириной 10^{-3} м в местах, соответствующих длинам волн 458, 579 и 708 нм. Излучение через светопроводы попадает на фотоумножители *4*, *5*, *6*, сигнал с которых через катодные повторители регистрируется на осциллографах типа С1-74 *14*.

На фиг. 2 представлена осциллограмма интенсивности излучения плазмы. До прихода ударной волны к торцу трубы регистрируется излучение из падающей ударной волны $J'_{\nu 0}$, после отражения от торца трубы — излучение из отраженной и падающей ударных волн

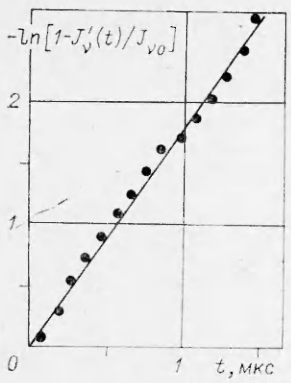
$$J_\nu(t) = J''_{\nu 0}\,[1 - \exp(-\varkappa' U t)] + J'_{\nu 0}\exp(-\varkappa' U t),$$

$J''_{\nu 0}$ — интенсивность, соответствующая излучению черного тела; U — скорость отраженной ударной волны, $\varkappa' = \varkappa\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right]$ — коэффициент поглощения плазмы с учетом вынужденного излучения. Используя экспериментальное значение скорости отраженной ударной волны U и зависимость $J_\nu(t)$, можно определить коэффициент поглощения плотной плазмы за отраженной ударной волной.

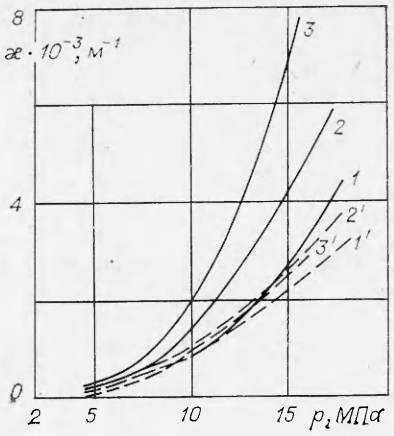
Возможным источником систематической погрешности при определении коэффициента поглощения плазмы описанным выше методом может явиться поглощение части излучения материалом смотрового окна. Спектрографированием излучения плазмы было установлено отсутствие линий и полос поглощения испарившейся части материала смотрового окна в видимом диапазоне спектра.

Изменение интенсивности регистрируемого излучения может быть также связано с помутнением поверхности смотрового окна, контактирующего с плазмой. Это явление должно привести к изменению величины $\varkappa' U$ на участке переходной характеристики от $J'_{\nu 0}$ до $J''_{\nu 0}$ и к убыванию интенсивности регистрируемого излучения после того, как оно достигнет максимального значения. Результаты обработки осциллограммы изменения интенсивности излучения плазмы от времени представлены на фиг. 3, где $J'_\nu(t) = J_\nu(t) - J'_{\nu 0}$, $J_{\nu 0} = J''_{\nu 0} - J'_{\nu 0}$.

С погрешностью $\pm 10\%$ величина $\varkappa' U$ остается постоянной на всем



Фиг. 3



Фиг. 4

переходном участке и интенсивность излучения плазмы с торца ударной трубы выходит на постоянный уровень ($J''_{\nu 0}$ на фиг. 2).

Изменение (рост) скорости отраженной ударной волны на участке ее формирования приводит к увеличению концентрации заряженных частиц и соответственно росту коэффициента поглощения плотной плазмы, т. е. к изменению величины произведения $\varkappa' U$. Этот эффект не наблюдается в эксперименте (см. фиг. 3), что свидетельствует о том, что процесс формирования отраженной ударной волны происходит за очень короткий промежуток времени. Изменение интенсивности излучения из падающей ударной волны $J'_{\nu 0}$ на участке переходной характеристики связано с уменьшением толщины слоя плазмы, расположенного между фронтом отраженной ударной волны и контактной поверхностью, и во всех экспериментах не превышает 5%. Из-за поглощения части излучения из падающей ударной волны слоем плазмы за отраженной волной влияние этого явления на интенсивность регистрируемого излучения будет еще меньше $\sim 1-2\%$, и им можно пренебречь.

Исследование оптических свойств плотной криптоновой плазмы было проведено в диапазоне параметров: $n_e = (0{,}35-2{,}5)\cdot 10^{25}$ м$^{-3}$, $T = (1{,}4-1{,}95)\cdot 10^4$ К, $\Gamma = e^2/(kTr_D) = 0{,}36-0{,}61$ (параметр неидеальности).

На фиг. 4 представлены экспериментальные и теоретические зависимости коэффициента поглощения плотной криптоновой плазмы от давления на разных длинах волн: *1* — 458, *2* — 579, *3* — 708 нм — опытные данные настоящей работы; *1'* — 458, *2'* — 579, *3'* — 709 нм — теоретическое приближение [5]. Экспериментальные значения коэффициента поглощения плазмы, соответствующие длине волны 708 нм, во всем исследованном диапазоне параметров превышают теоретические значения. На длине волны 458 нм при давлениях $p \leqslant 12$ МПа экспериментальные результаты лежат ниже теоретических значений, но превышают последние при больших давлениях.

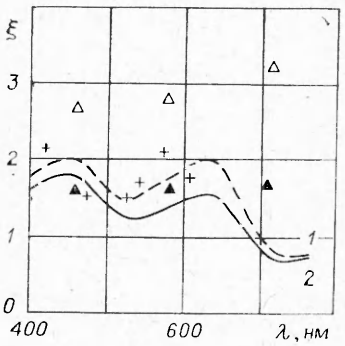
На фиг. 5, *а* представлены опытные данные и теоретические зависимости [5, 6] ξ-фактора плотной криптоновой плазмы от концентрации электронов на $\lambda = 458$ нм. Опытные значения ξ-фактора представляются в виде [7]

$$\xi = \varkappa \left[4{,}3 n_e^2 (kT)^{-1/2} \exp\left(-\frac{\Delta I}{kT} + \frac{h\nu}{kT}\right) \nu^{-3}\right]^{-1}$$

(ΔI — снижение потенциала ионизации в формуле Саха); Δ — данные настоящей работы; *1* — [5], *2* — [6], заштрихована область, исследованная в [8, 9]. На фиг. 5, *б*, *в* представлены зависимости ξ-фактора криптоновой плазмы от концентрации электронов на $\lambda = 579$ и 708 нм.

Фиг. 5

На всех фигурах отмечается небольшое изменение экспериментальных значений ξ-факторов с увеличением концентрации электронов; на длине волны $\lambda = 458$ нм при концентрации электронов $n_e \leqslant 10^{25}$ м$^{-3}$ экспериментальные результаты в пределах погрешности совпадают с теоретическим приближением [6]. На длине волны 708 нм во всем исследованном диапазоне параметров экспериментальные результаты лежат значительно выше (примерно в 3 раза) теоретических значений. На фиг. 6 представлены значения ξ-фактора в исследованном спектральном интервале для двух значений электронных концентраций: $n_e = 0{,}35 \cdot 10^{25}$ и $2{,}5 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$ (точки ▲ и △ на фиг. 6). Интересно отметить, что опытные данные настоящей работы совпадают с результатами [10], полученными при близких значениях электронной концентрации $n_e \simeq 10^{24}$ м$^{-3}$. Совпадение экспериментальных результатов с теоретическими приближениями [5, 6] можно получить, если учесть оптическое снижение потенциала ионизации атома, связанное со слиянием части верхних возбужденных уровней под действием внутренних микрополей в плазме. При предельных параметрах, достигнутых в данной работе на криптоне $n_e = 2{,}5 \cdot 10^{25}$ м$^{-3}$ и $T = 1{,}95 \times \times 10^4$ К, для совпадения теоретических значений с опытными данными на длинах волн 458 и 579 нм величина оптического снижения потенциала ионизации атома должна быть равна $0{,}8 \cdot 10^{-19}$ Дж, что значительно меньше, чем по теории Инглиса — Теллера [11] — $1{,}92 \cdot 10^{-19}$ Дж. Значительное превышение экспериментальных результатов над теоретическими значениями при $\lambda = 708$ нм (примерно в 3 раза) может быть объяснено влиянием квазиконтинуума вблизи границы ионизации атома на оптические характеристики плотной плазмы. Это явление возникает из-за наложения крыльев спектральных линий разных серий, близко расположенных друг от друга в красной области спектра.



Фиг. 6

В [12] было проведено исследование оптических свойств плотной плазмы ксенона. Обнаружен сложный характер зависимости ξ-фактора с ростом концентрации электронов. Во всем исследованном диапазоне параметров с точностью ± 100% экспериментальные результаты описываются приближением [5]. Обобщая опытные данные по оптическим свойствам криптоновой и ксеноновой плазм, можно предположить, что с указанной точностью экстраполяционные приближения [5, 6] описывают оптические свойства плотной плазмы инертных газов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Хэншелл Б.** Использование многодиафрагменной схемы в ударной трубе.— В кн.: Ударные трубы. М.: ИЛ, 1962.
2. **Сеченов В. А., Щекотов О. Е.** Импульсная рентгенография ударной волны в парах цезия на двух рентгеновских трубках.— ТВТ, 1972, т. 10, № 5.
3. **Sechenov V. A.** Experimental investigation of absorption coefficient of a dense xenon plasma.— In: Proc. of XVth I. C. P. I. G.: Contributed papers. Vol. 1. Minsk, 1981.
4. **Бушман А. В., Ломакин Б. Н. и др.** Термодинамика неидеальной плазмы цезия.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, вып. 5 (11).
5. **Schlüter D.** Die Emissionkontinua thermischer Edelgasplasmen.— Z. Phys., 1968, Bd 210, H. 1.
6. **Hofsaess D.** Emission continua of rare gas plasmas.— JQSRT, 1978, vol. 19, N 3.
7. **Норман Г. Э.** Непрерывные спектры излучения (поглощения) неидеальной плазмы.— ТВТ, 1979, т. 17, № 3.
8. **Meiners D., Weiss C. O.** Continuous emission of argon, krypton and xenon plasmas.— JQSRT, 1976, vol. 16, N 3.
9. **Бакеев А. А., Напорожная Т. П. и др.** Электрические и оптические характеристики импульсного разряда в криптоне.— ТВТ, 1971, т. 9, № 4.
10. **Berge O. E., Böhm A., Rehder L.** Spektroskopische Messungen am Membranstoßwellenrohr. Teil. II. Absolutbestimmung der ξ-Factoren neutraler Edelgasatome.— Z. Naturforsch, 1965, Bd 20a, H. 1.
11. **Inglis D. B., Teller E.** Ionic depression of series limits in one-electron spectra.— Astrophys. J., 1939, vol. 90, N 3.
12. **Сеченов В. А.** Исследование оптических свойств плотной ксеноновой плазмы.— Физика плазмы, 1981, т. 7, № 5.

Поступила 24/VI 1983 г.

УДК 533.932.15

ТОЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ ГАЗОВ И ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

С. А. Васильевский, И. А. Соколова, Г. А. Тирский

(*Москва*)

Во многих задачах, связанных с течением высокотемпературных многокомпонентных газовых смесей, процессы молекулярного переноса являются определяющими. Так, в задачах обтекания тел вязким теплопроводным газом при входе в атмосферы планет солнечной системы практически во всей области течения за головной ударной волной на наиболее теплонапряженном участке траектории, где преобладает конвективная теплопередача, реализуется течение частично диссоциированного и ионизованного многокомпонентного газа; процессы молекулярного переноса в такой смеси непосредственно определяют молекулярные потоки тепла и массы, силы вязкого трения, а также скорость термохимического разрушения обтекаемой поверхности [1]. Процессы переноса играют важную роль при течении слабоионизованной плазмы в МГДГ [2], газофазных ядерных реакторах [3] и других задачах. Поэтому достаточно строгое и полное изучение поведения коэффициентов переноса в широком диапазоне температур и давлений представляет практически важную задачу, тем более, что экспериментальные исследования многокомпонентных плазм при высоких температурах связаны с большими сложностями диагностики. Важно также отметить, что изучение всех нужных свойств полного набора коэффициентов переноса до настоящего времени не проводилось из-за сложности соответствующих формул, даваемых кинетической теорией газов в изложении [4]. Из экспериментальных работ следует отметить [5—7], в которых проводилось исследование некоторых (в основном только коэффициентов теплопроводности и вязкости) переносных свойств воздуха, азота, водорода, аргона. Численные расчеты переносных свойств ионизованных газов методами кинетической теории [4] с учетом высших приближений в полиномиальном разложении функции распределения по полиномам Сонина проводились в [8—11]. Однако для течений химически равновесных смесей высокотемпературных газов, для которых в уравнениях гидродинамики вводятся эффективные коэффициенты с учетом дополнительных членов, связанных с переносом компонентов, выделением тепла в реакциях и с использованием условий квазинейтральности ионизованных смесей (строгое определение полного набора эффективных коэффициентов переноса дано в [12, 13]), расчеты всех эффективных коэффициентов, фигурирующих в уравнениях гидродинамики, последовательно нигде не проводились. В литературе до настоящего времени нет достаточной информации о влиянии того или иного коэффициента в той или иной области температур, давлений и концентраций элементов и о роли учета высших приближений при расчете коэффици-