сульфата в интервале температур 80-380 К.- Укр. физ. журнал, 1974, 19, № 10, c. 1688---1696.

- Luther G., Muzer H. E. Zum dielektrischen Verhalten von Triglyzinsulfat im Bereich von 0,5 bis 4,5 GHz.— Zeitschrift für Naturforschung, 1969, 24-A, p. 389—392.
- 5. Luther G. Dielectric dispersion of ferroelectric triglycine sulphate in the microwave region.— Phys. stat. sol. (a), 1973, 20, p. 227—236. 6. Hill R. M., Ichiki S. K. Polarization relaxation in triglycine sulfate above the
- Curie temperature .-- Phys. Rev., 1962, 128, p. 1140-41145.
- 7. Хиппель А. Р. Диэлектрики и волны. М., 1960, р. 114-119.
- 8. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. М., 1963, с. 266—300. 9. Брандт А. А. Исследования диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., 1963,
- c. 191—197.
- 10. Сонин А. С., Гладкий В. В. О зависимости диэлектрических свойств пласти-
- нок триглицинсульфата от их толщины.— Кристаллография, 1960, 5, с. 145—147. 11. A b h a i Mansingh, Eswar Prasad SRJ. The surface layer effect in TGS, KDP and Rochelle salt.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9, p. 1379—1386.

Поступила в редакцию 13.11.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980. Т. 21, № 6

УДК 533.951

М. МАРЕНЧАК (ЧССР), А. П. РЯЗИН

ОБ ИЗБЫТОЧНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПЛОТНОЙ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 13000-15000 K

Экспериментальные исследования излучения низкотемпературной азотной плазмы [1—3] (см. также цитированные в [1] работы) установили факт превышения измеренных значений интенсивности излучения в континууме видимой и ультрафиолетовой областей спектра над расчетными значениями в диапазоне температур 10 000—15 000 К при давлениях порядка 10⁵ Па. В [4] природа избыточного излучения низкотемпературной азотной плазмы связывается с резонансом в упругом рассеянии электронов на атомах азота в состоянии 4S0. В настоящей работе предложен экспериментальный мстод выделения избыточного излучения, основанный на явлении обращения, и обсуждается возможный механизм возникновения избыточного излучения.

Азот нагревался отраженной от торца ударной волной в ударной трубе [5]. Начальное давление исследуемого газа во всех опытах составляло 400 Па. Скорость падающей ударной волны измерялась с помощью ионизационных датчиков с точностью 3%. Явление обращения наблюдалось в газе на расстоянии 1,5 мм от торца. Зондирующим источником света при этом служил разряд силой тока 9 кА через отверстие диаметром 2 мм в 10-миллиметровой пластине текстолита [6].

Оптическая схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Для исключения неконтролируемого влияния излучения исследуемого газа, отраженного от селективного светофильтра, последний устанавливался под небольшим углом к оптической оси. Изображение зондирующего источника света с однократным увеличением проецировалось на центр ударной трубы. Разрешающая способность регистрирующей аппаратуры составляла по времени 0,2 мкс и по пространству 0,3 мм.

Пусть $P_{\lambda t}$ — освещенность на пленке фоторегистратора, обусловленная совместным действием излучения источника и газа в момент времени t; I_{λ}^{0} — интенсивность излучения зондирующего источника света, которая остается постоянной в течение всего времени измерения и равной в исследуемой области спектра согласно [6, 7] интенсивности излучения черного тела с температурой 40 000 K; $B_{\lambda,T}$ — интенсивность излучения черного тела с температурой, равной расчетному значению

Рис. 1. Оптическая схема установки: 1— измерительная секция ударной трубы со смотровыми окнами, 2— зондирующий источник света, 3, 4— линзы, 5— селективный светофильтр, 6— электромеханический затвор, 7— снектрограф ИСП-51, 8— ждущий фоторегистратор



температуры газа за отраженной ударной волной; e_{λ} , k_{λ} — соответственно коэффициенты излучения и поглощения газа; l — толщина исследуемого слоя газа; α — коэффициент отражения одной оптической поверхности, равный 0,04; τ_{λ} — коэффициент пропускания селективного светофильтра; β_{λ} — коэффициент пропорциональности между величиной интенсивности излучения, выходящего из ударной трубы, и освещенностью, создаваемой им на пленке фоторегистратора; s — координата, отсчитываемая от внутренней поверхности смотрового окна ударной трубы в направлении оптической оси.

Интенсивность излучения, выходящего из ударной трубы, в точке на внутренней поверхности смотрового окна в направлении оптической оси на основании уравнения переноса излучения [8] можно записать в виде

$$I_{\lambda} = \tau_{\lambda} (1-\alpha)^4 I_{\lambda}^0 \exp\left(-k_{\lambda} l\right) + \int_0^l e_{\lambda} (s) \exp\left[-k_{\lambda} (l-s)\right] ds.$$
(1)

Представим коэффициент излучения газа в виде суммы двух слагаемых: коэффициента теплового излучения $e_{\lambda}^{(1)}$ и коэффициента излучения, избыточного над тепловым, $e_{\lambda}^{(2)}$. Используя соотношение (1) для однородного слоя газа, значения освещенности на пленке фоторегистратора для моментов времени до (t_0) и после (t) прихода отраженной ударной волны к месту наблюдения можно записать в виде

$$P_{\lambda,t_0} = 0.85 \,\beta_\lambda \,\tau_\lambda \,I_\lambda^0,\tag{2}$$

$$P_{\lambda,t} = 0.85 \,\beta_{\lambda} \tau_{\lambda} I_{\lambda}^{0} \exp\left(-k_{\lambda}l\right) + (\beta_{\lambda}/k_{\lambda}) \left[1 - \exp\left(-k_{\lambda}l\right)\right] \left(e_{\lambda}^{(1)} + e_{\lambda}^{(2)}\right). \quad (3)$$

В случае равенства $P_{\lambda,t_0} = P_{\lambda,t}$ наблюдается явление обращения и, как следует из выражений (2), (3) и закона Кирхгофа

$$\frac{e_{\lambda}^{(2)}}{e_{\lambda}^{(1)}} = 0,85 \tau_{\lambda} \frac{I_{\lambda}^{0}}{B_{\lambda,T}} - 1.$$
(4)

На рис. 2 представлены типичные микрофотограммы зависимости оптической плотности почернения D от длины волны для двух моментов времени: до и после прихода отраженной ударной волны в исследуемое сечение. В местах пересечения микрофотограмм наблюдается явление обращения. Определив длины волн точек обращения, полагая температуру исследуемого газа равной расчетному значению по скорости падающей ударной волны, на основании соотношения (4) мы



Рис. 2. Микрофотограммы спектров: 1 - 3a 2 мкс до прихода ударной волны $(p=400 \text{ Па}, T=293 \text{ K}), 2 - спустя 1,5 мкс после прихода отраженной ударной волны в исследуемое сечение <math>(p=5,47\cdot10^6 \text{ Па}, T=14800 \text{ K}).$ Скорость падающей ударной волны v=8,26 км/с. Пунктиром отмечены длины волн, соответствующие точкам обращения

вычислили отношение коэффициентов излучения, избыточного над тепловым, к тепловому. Полученные результаты приведены в таблице. Случайная ошибка измерения отношения коэффициентов излучения составляет 35—40% и определяется в основном точностью измерения скорости ударной волны и длины волны точки обращения. Для проверки отсутствия возможной систематической ошибки в качестве исследуемого газа был выбран аргон при температурах 12 000—16 000 К в той же области спектра. Результаты наших измерений совпали с

V, км/с T, Қ P, МПа	λ, мкм	$\frac{e_{\lambda}^{(2)}}{e_{\lambda}^{(1)}}$
7,57 13000 4,41	0,4968 0,5140	0,38 0,41
7,93 14000 4,96	0,4372 0,4430 0,4952 0,5152	0,57 0,44 0,26 0,30
8,26 14 800 5,47	0,4350 0,4415 0,4920 0,5110	$0,20 \\ 0,41 \\ 0,23 \\ 0,28$

имеющимися экспериментальными данными, в соответствии с которыми в этой области температур избыточное излучение в аргоне отсутствует.

Полученные результаты показывают, что в континууме излучения азотной плазмы в определенных условиях присутствует избыточная составляющая нетеплового характера.

Появление такого избыточного излучения свидетельствует о неравновесном состоянии излучающей азотной плазмы. В частности, неравновесное излучение может быть связано с образованием отрицательного иона азота в слабосвязанном состоянии ³P в результате фотоприлипания электрона к атому азота. Подчеркнем, что в рассматриваемых условиях столкнови-

тельное время жизни $N^{-}(^{3}P)$ значительно короче радиационного. В связи со сказанным отметим работу [9], в которой по экспериментальным данным получено отрицательное значение энергии сродства (--0,07 эВ) электрона к атому азота в состоянии 4S° с образованием автоионизационного состояния $N^{-}(^{3}P)$.

В заключение авторы выражают благодарность доктору физ.-мат. наук А. И. Осипову за обсуждение результатов работы и И. В. Плешанову за предоставление результатов газодинамических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Кобзев Г. А. Исследование непрерывного излучения азотной плазмы.— J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 1970, 10, N 2, p. 143-164.
- 2. Siffone D. L., Borucki J. G. Spectral measurements of nitrogen continuum radiation behind incident shocks at speed up to 13 km/sec.- J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 1971, 11, N 9, р. 1291—1298. 3. Варгин А. Н., Голубев О. А., Малкин О. А. Исследование излучения
- плазмы молекулярных газов в области вакуумного ультрафиолета.- Теплофиз. высоких температур, 1974, 12, № 5, с. 940-946.
- 4. Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А., Норман Г. Э. Влияние резонансов в упругом рассеянии на тормозное излучение электрона в поле атома. - ЖЭТФ, 1973, 65, c. 1399-1406.
- 5. Коньков А. А., Рязин А. П., Соколов А. И. Двухдиафрагменная ударная труба для получения плотной термической плазмы.- Теплофиз. высоких темпе-
- ратур, 1974, 12, № 4, с. 806—810. 6. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением подобным излучению абсолютно черного тела при температуре ~ 40000°.— Оптико-механическая промышленность, 1960, 1, № 1, c. 1—5.
- 7. Демидов М. И., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Энергетическая калибровка излучения импульсного источника света ЭВ-45 (ЭВ-39) в ультрафиолетовой области спектра.— Журн. прикл. спектроско-пин, 1968, 9, № 3, с. 365—368.
 Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики. М., 1975, с. 16.
- 9. Mazeau J., Gresteau F., Hall R. I., Huetz A. Energy and width of $N^-({}^3P)$ from observation of its formation by dissociative attachment to N_2 and NO.- J. Phys. B: Atom, Molec. Phys., 1978, 11, N 18, p. 557-560.

Поступила в редакцию 19.11.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. З. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 531.752

С. И. ВАСИЛЬЕВ

предельная чувствительность АБСОЛЮТНОГО ДИЛАТОМЕТРА

Тепловое расширение тесно связано с параметрами, характеризующими состояние твердого тела. Его исследование в широком интервале температур позволяет определять термодинамические параметры. а также делать выводы о поведении теплоемкости, температуры Дебая, нараметра Грюнайзена, определять наличие фазовых переходов.

Линейный коэффициент теплового расширения определяется соотношением [1]

$$\boldsymbol{\alpha}_{\mathrm{T}} = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_{p},$$