

при определенных θ может быть полностью неустойчива по этому критерию.

Как видно из рисунка, для данной расстройки ξ_2 можно подобрать такой угол запаздывания θ , при котором средняя ветвь становится симметричной, как в случае генератора без запаздывания и расстройки контуров. Через центр средней ветви проходит линия зарождения устойчивого участка по энергетическому критерию и линия максимума коэффициента стабилизации. Заметим, что амплитудные кривые на средней ветви для таких режимов «компенсации» несимметричны, поэтому для амплитудного и энергетического критериев эти режимы ничем не выделены.

Границы устойчивости получены в простом аналитическом виде. Это дает возможность выработать рекомендации по подбору параметров для сложных систем стабилизации частоты с учетом запаздывания в нелинейном элементе и расстройки частот контуров. Это особенно важно для жестких конструкций генераторов [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Курдюмов О. А., Минакова И. И. Стабилизация частоты генераторов СВЧ с трехрезонаторной системой.—Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника, 1968, 11, № 1, с. 41—50. [2] Минина Г. П. Исследование устойчивости стационарных режимов многоконтурного генератора.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 3, с. 76—81. [3] Зубиетов П. И., Минакова И. И., Минина Г. П., Панов В. И. Влияние параметров многоконтурной системы с СПР на стабильность частоты генераторов.—Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника, 1981, 24, № 5, с. 17—24. [4] Минакова И. И., Назаров В. И., Панов В. И., Попельнюк В. Д. Стабилизация частоты твердотельного генератора сверхпроводящим резонатором на сапфире.—Письма в ЖЭТФ, 1978, 4, № 3, с. 172—176.

Поступила в редакцию
21.09.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 533.9.01

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 2820А

М. Маренчак (ЧССР), А. И. Соколов

(кафедра молекулярной физики)

В ряде работ, например в [1], указывалось на наличие в излучении азотной плазмы избыточной компоненты, которая связывалась с образованием отрицательного иона азота в состоянии 3P . Для выяснения природы избыточного излучения представлялось целесообразным измерение коэффициента поглощения азотной плазмы в ультрафиолетовой области, где вклад процесса образования $N-(^3P)$ относительно велик.

Исследования проводились на двухдиафрагменной ударной трубе с камерой низкого давления длиной 800 см и диаметром 10 см. Объектом исследования служил азот, нагретый отраженной ударной волной. Проводились фотоэлектрические измерения коэффициента поглощения на расстоянии 4—5 мм от торца ударной трубы (принципиальная схема установки представлена на рис. 1). В качестве эталонного источника света использовался импульсный разряд в капилляре [2], излучение которого, проходя через двойной кварцевый монохроматор

ДМР-4, регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-71. Сигнал с ФЭУ поступал на осциллограф и фотографировался.

Для светового потока, падающего на входную щель монохроматора от источника света до прихода ударной волны, можно записать

$$B_{\lambda}^0(1-R)^4 \cdot \text{const} = kx_0, \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения от одной оптической поверхности, B_{λ}^0 — функция Планка для температуры эталонного источника излучения, x_0 — величина импульса с ФЭУ до прихода ударной волны, k — коэффициент пропорциональности.

Предполагая, что элементарные микропроцессы, определяющие излучение и поглощение азотной плазмы, удовлетворяют принципу детального равновесия, и используя закон Кирхгофа для светового потока, падающего на щель монохроматора после прихода ударной волны, запишем:

$$[B_{\lambda}^0(1-R)^4(1-A_{\lambda,T}) + B_{\lambda,T}A_{\lambda,T}] \cdot \text{const} = kx_1, \quad (2)$$

где $A_{\lambda,T}$ — поглощательная способность газа, $B_{\lambda,T}$ — функция Планка для исследуемого газа с температурой T , излучающего на длине волны λ , x_1 — величина импульса с ФЭУ после прихода ударной волны. Используя закон Бугера, из уравнений (1) и (2) получаем

$$K_{\lambda} = -\frac{1}{d} \ln \left[1 - \frac{x_1/x_0 - 1}{(B_{\lambda,T}/B_{\lambda}^0)(1-R)^4 - 1} \right], \quad (3)$$

где d — толщина слоя излучающего газа. Погрешность определения K_{λ} таким способом составляет 15%.

Полученные экспериментальные значения коэффициента поглощения азотной плазмы на длине волны 2820 Å приведены на рис. 2. Точки — экспериментальные данные, кривая 1 — расчет коэффициента поглощения без учета процесса образования отрицательного иона азота в состоянии 1D . В расчете, представленном кривой 2, процесс образования $N({}^1D)$ учитывался и сечение его принималось равным

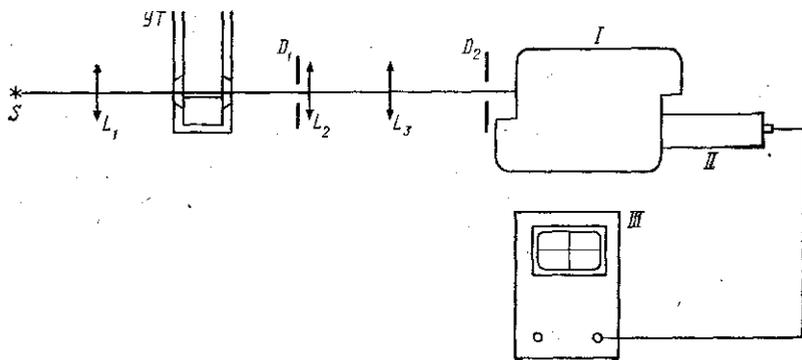


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для фотоэлектрического измерения коэффициента поглощения: S — эталонный источник света; L_1 , L_2 и L_3 — кварцевые линзы; $УТ$ — ударная труба; D_1 — ограничивающая диафрагма; D_2 — входная щель монохроматора; I — двойной кварцевый монохроматор ДМР-4; II — ФЭУ-71; III — осциллограф.

10^{-17} см² [3]. Как видно из рассмотрения рис. 2, при температурах 8000—9000 К экспериментальные значения K_{λ} существенно выше расчетных кривых. По мере увеличения температуры и давления экспериментальные данные сближаются с расчетной кривой 2. При числах

Маха 19—20 экспериментальные значения коэффициента поглощения совпадают с рассчитанными с учетом процесса образования $N^-(^1D)$, а при более высоких числах Маха лежат ниже расчетных.

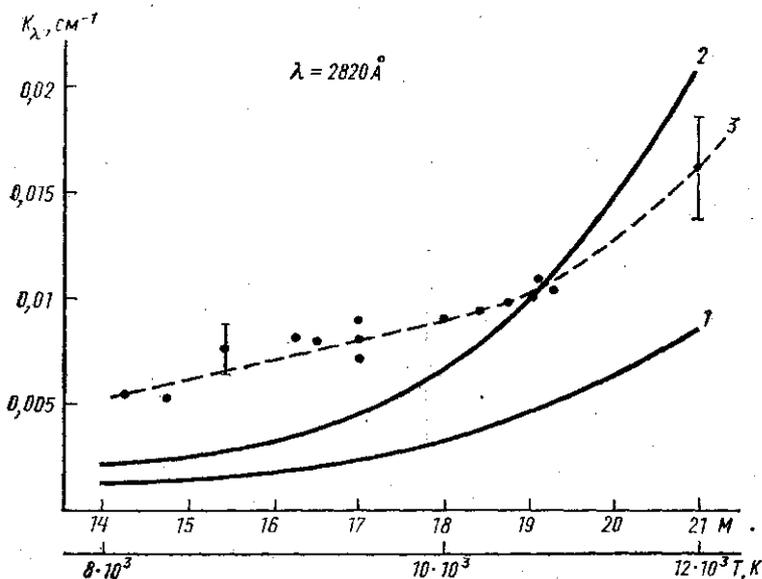


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения азотной плазмы от числа Маха для начального давления 400 Па на длине волны 2820 А: • — экспериментальные данные (кривая 1 — средняя, 2 — расчет без учета образования $N^-(^1D)$, 3 — расчет с учетом образования $N^-(^1D)$, M — число Маха падающей ударной волны)

Для объяснения поведения экспериментальных данных можно предложить следующий механизм. При относительно низких температурах и давлениях в азотной плазме наряду с ионом $N^-(^1D)$ образуется также отрицательный ион в состоянии 3P , причем процессы образования и распада такого иона сопровождаются излучением и поглощением света. По мере увеличения температуры и давления в азотной плазме увеличивается концентрация электронов ($\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T=11000 \text{ К}$) и, следовательно, возрастают плазменные микрополя. Такое увеличение микрополей может оказывать существенное влияние на конфигурацию энергетических состояний отрицательного иона азота [4], а следовательно, и на процессы, связанные с его образованием и распадом. Энергия сродства иона N^- в основном состоянии 3P мала (порядка 0,07 эВ [5]). Потенциальный барьер для электрона в состоянии 3P при увеличении напряженности микрополей понижается и сужается [3], что в данном случае может привести к увеличению вероятности туннельного перехода электрона из связанного состояния 3P в свободное. Вероятность туннельного эффекта для иона, находящегося в условиях, соответствующих экспериментам настоящей работы, была оценена в приближении прямоугольного потенциального барьера; результаты представлены в таблице. Соответствующая вероятность процесса фотоионизации для данных условий составляет $\sim 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$.

T, K	8000	9000	10 000	11 000	12 000
Вероятность туннельного эффекта, c^{-1}	$7 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{13}$

Как видно из таблицы, вероятность туннельного эффекта, а следовательно и вероятность появления нетепловой составляющей в непрерывном спектре азотной плазмы, с увеличением температуры быстро возрастает (ср. [6]). Это приведет к появлению дополнительного слагаемого в левой части уравнения (2), т. е. к эффективному уменьшению экспериментально определяемого коэффициента поглощения. Таким образом, относительное уменьшение коэффициента поглощения азотной плазмы по сравнению с расчетом можно объяснить увеличением вероятности распада иона $N^-(^3P)$ без поглощения излучения с увеличением числа Маха. На основании экспериментальных значений коэффициента поглощения азотной плазмы и сравнения их с расчетными, предполагая выполнение принципа детального равновесия, можно оценить сечение радиационного прилипания электрона к атому азота с образованием стабильного отрицательного иона в основном состоянии 3P при температурах 8000—9000 К. Соответствующие значения сечений составляют: $1,4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ($T=8000 \text{ К}$) и $2,6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ($T=9000 \text{ К}$).

Авторы выражают благодарность А. И. Осипову за интерес к работе и советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Кобзев Г. А. Исследование непрерывного излучения азотной плазмы.—*J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer.*, 1970, 10, с. 143—164. [2] Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Энергетическая калибровка импульсного источника света ЭВ-45 (ЭВ-39) в ультрафиолетовой области спектра.—*Журн. прикл. спектроскопии*, 1968, 9, № 3, с. 365—368. [3] Кобзев Г. А. Фотораспад отрицательного иона азота в плазме.—*Оптика и спектроскопия*, 1971, 31, с. 37—42. [4] Авилова И. В., Норман Г. Э. Снижение потенциала ионизации отрыва электрона от отрицательного иона в плазме.—*Теплофиз. высоких температур*, 1964, 2, № 4, с. 517—524. [5] 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, 18, p. 557—560. [6] Маренчак М., Рязин А. П. Об избыточном излучении плотной низкотемпературной плазмы при температурах 13000—15000 К.—*Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон.*, 1980, 21, № 6, с. 80—83.

Поступила в редакцию
03.11.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 530.145

ТЕНЗОРНОЕ ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ. ДВИЖЕНИЕ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Б. М. Барбашов, А. А. Леонович
(кафедра квантовой статистики)

В теории электромагнитного поля фигурирует антисимметричное тензорное поле второго ранга. Согласно уравнениям Максвелла внешняя производная d и обобщенная дивергенция δ этого тензорного поля при отсутствии зарядов обращаются в нуль [1]. Эти факты наводят на мысль, что если наряду с уравнениями Максвелла существуют