водных CO_2-лазеров составляют 100—250 *Тор.* Максимальные значения диапазона перестройки частоты излучения и выходной мощности волноводных CO_2-лазеров достигаются при токах разряда i, удовлетворяющих условию $i \ll S \cdot 100$ *мА* [5]. Рассмотрение зависимостей рис. 2 показывает, что для лазера с сечением S_2 характерно совпадение условий существования колебаний и рабочих значений давления смеси и разрядного тока.

На рис. 3б приведена зависимость глубины модуляции выходной мощности лазера с сечением S_2 колебаниями разряда от величины разрядного тока. Видно, что глубина модуляции может достигать заметного ($\gtrsim 1\%$) уровня. Этот факт позволяет рассматривать бегущие страты в разряде как один из основных источников флуктуаций выходной мощности в лазерах данного типа.

В работе также исследовалось воздействие бегущих страт на частотные флуктуации волноводных CO_2-лазеров. В пределах чувствительности аппаратуры, позволяющей регистрировать спектральные компоненты, дающие вклад в ширину линии излучения лазера $\gtrsim 50$ *кГц*, влияния бегущих страт на частотные флуктуации не обнаружено.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shofner F. M. — IEEE J. Quant. Electr., 1971, 7, № 6, p. 245.
2. Тучин В. В.— Сер. Квантовая электроника.— М.: ЦНИИ Электроника, 1976, вып. 5 (424).
3. Смирнов Е. А.— Изв. Ленинградского электротехнического ин-та, 1978, № 237, с. 75.
4. Zimmerman J., Caddy O. — IEEE J. Quant. Electr., 1974, 10, № 1, p. 92.
5. Гончуков С. А., Корнилов С. Т., Проценко Е. Д.— ЖТФ, 1978, 48, с. 556.
6. Гуськов Л. Н., Сологуб В. П., Трошин Б. И.— Оптика и спектроскопия, 1976, 40, с. 170.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию 25 декабря 1980 г.

УДК 621.373.8

УШИРЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ AsH_3 ДАВЛЕНИЕМ ГАЗА

В. П. Казаков, А. Ф. Крупнов, А. А. Мельников

Столкновительное уширение спектральных линий дает информацию о межмолекулярных взаимодействиях и активно исследуется в последнее время [1]. Знание величины уширения линий необходимо также для точного расчета интенсивности вращательных спектральных линий поглощения молекул (в частности, при определении концентрации исследуемого вещества при химическом анализе [2]). В настоящей работе описывается экспериментальное исследование уширения при комнатной температуре вращательных линий давлением газа для основного и возбужденных состояний $v_2 = 1$, $v_4 = 1$ молекулы AsH_3*. Молекула арсина представляет собой легкий симметричный волчок, вращательный спектр которого расположен в субмиллиметровом диапазоне длин волн. При исследовании уширения и сдвига вращательных линий арсина использовался субмиллиметровый спектрометр РАД [4]. Дипольный момент молекулы арсина мал ($\mu = 0{,}22$ *Деб* [5]), что ведет к малой интенсивности линий и, как правило, к малым значениям сдвига и уширения линий, повышающим требования к точности проводимых измерений. Исследования затрудняются также наличием протяженной сверхтонкой структуры каждого вращательного перехода $J+1 \leftarrow J$, обусловленной большим квадрупольным моментом ядра As. С целью повышения чувствительности (особенно необходимой при исследовании относительно слабых линий возбужденных состояний $v_2 = 1$, $v_4 = 1$ молекулы при комнатной температуре, когда γ_{max} на несколько порядков меньше, чем в основном состоянии) использовалась ячейка поглощения в виде большого ненастраиваемого резонатора [6]. При этом, разумеется, контролировалось выполнение условия малости оптической толщи газа ($\gamma_{max}\, l_{эфф} \ll 1$, где γ_{max} — коэффициент поглощения газа, $l_{эфф}$ — эффективная длина пути взаимодействия), необходимое для неискаженной передачи формы линии. Эффективная длина резонатора определялась из выигрыша в чувствительности, а коэффициент поглощения линий рассчитывался обычным образом [7] с учетом уточненного в три раза экспериментального параметра уширения по сравнению с принятым в [8]. Наличие сверхтонкой структуры вынуждало проводить исследования по отдельным хорошо разрешенным квадруполь-

* Исследование сдвига компонент перехода $J = 1 \leftarrow 0$ молекулы AsH_3 проводилось нами ранее [3].

ным компонентам спектральных линий и ограничивало область давлений до $p \lesssim (1 \div 3$ *Тор*). При более высоких давлениях наблюдается взаимное влияние крыльев относительно близко расположенных (30—40 *МГц* в переходе $J = 1 \leftarrow 0$, в переходах $J = 2 \leftarrow 1$, $3 \leftarrow 2$, $4 \leftarrow 3$ еще меньше) компонент, что приводит к необходимости коррекции измеряемых частот

Давление в поглощающей ячейке измерялось мембранным манометром, погрешность которого составляла несколько процентов (такова воспроизводимость результатов измерения уширения линий в разное время при воспроизведении величины давления газа). Линии наблюдались при частотной модуляции источника в виде производной от контура поглощения [4], измерялось расстояние от центрального нуля до пика производной $(\nu_0 - \nu_{max})$ и в предположении лоренцевой формы линии полуширина по уровню половинной интенсивности рассчитывалась как $\Delta\nu = \sqrt{3}(\nu_0 - \nu_{max})$. Независимость уширения от величины используемой девиации частоты контролировалась измерениями при разных величинах девиации, что необходимо особенно в области низких давлений. Результаты экспериментальных зависимостей полуширины линий поглощения от давления газа перехода $J = 1 \leftarrow 0$ для основного и одного из возбужденных состояний $(v_4 = 1)$ молекулы арсина приведены на рис. 1 и 2 (для $v_4 = 1$ приведены данные отдельно по каждой из трех квадрупольных компонент). Величины параметров

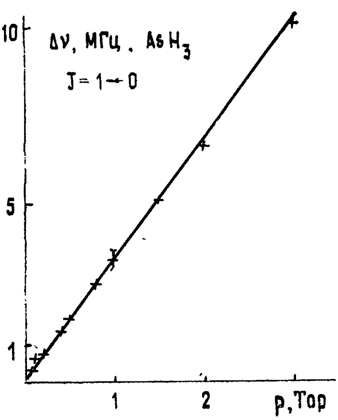

Рис. 1.

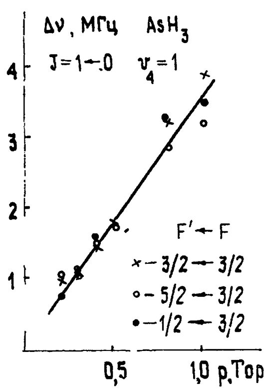

Рис. 2

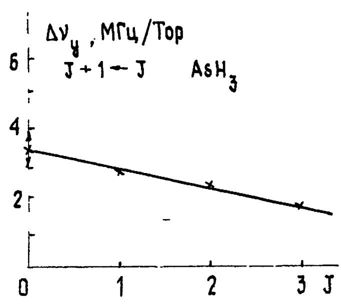

Рис. 3.

Рис. 1. Столкновительное уширение давлением AsH_3 в основном состоянии при $T \approx 295$ К. Указана экспериментальная ошибка при $p = 1$ *Тор*.

Рис. 2. Уширение AsH_3 в возбужденно-колебательном состоянии $v_4 = 1$ при комнатной температуре.

Рис. 3. Экспериментальная зависимость уширения вращательных линий $J + 1$, $K \leftarrow J$, K AsH_3 в основном состоянии от J $(J = 0, 1, 2, 3)$.

уширений (полуширина линии на единицу давления) переходов $J = 1 \leftarrow 0$ AsH_3, определенные по наклону линейных зависимостей рис. 1, 2, составляют $\Delta\nu_y = 3{,}38$ (30) *МГц/Тор* в основном состоянии, $\Delta\nu_y = 3{,}35$ (40) *МГц/Тор* в возбужденном состоянии $v_2 = 1$ и $\Delta\nu_y = 3{,}37$ (40) *МГц/Тор* в возбужденном состоянии $v_4 = 1$. Зависимость параметра уширения вращательных линий $J + 1$, $K \leftarrow J$, K $(J = 0, 1, 2, 3$, $K = 0)$ арсина от величины вращательного квантового числа J приведена на рис. 3. На графике указана экспериментальная ошибка параметра уширения для $J = 0$.

Уменьшение уширения с ростом J согласуется с имеющимися данными для других молекул типа симметричного волчка (см., например, [9]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Krishnaji — J. Sci. Ind. Res., 1973, **32**, p. 168.
2. Девятых Г. Г., Андреев Б. А., Гущина Е. А., Забурдаев А. И., Крупнов А. Ф., Пихтелев А. И., Щапин С. М.— ДАН СССР, 1978, **239**, с. 1132.
3. Казаков В. П., Крупнов А. Ф., Мельников А. А.— Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 9, с. 1126.
4. Крупнов А. Ф.— Вестник АН СССР, 1978, № 7, с. 18.

5 Microwave spectral tables, NBS, 1968, IV, p. 3
6. Казаков В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 7, с. 877.
7. Таунс Ч., Шавлов А. — Радиоспектроскопия, М.: — ИЛ, 1959.
8. Helms D. A., Gordy W. — J. Mol. Spectr., 1978, 69, p 473.
9. Wensink W. A. Thesis Utrecht University, 1979.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1981 г.

УДК 538.56 : 519.25

ПРИМЕНЕНИЕ МАРКОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ В СЛУЧАЕ ФЛУКТУАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАССЕЯННОГО СИСТЕМОЙ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

А. Г. Рогачевский

До последнего времени марковские уравнения для моментов излучения исследовались, в основном, в случае плавно неоднородных сред (ПС) [1]. В работе [2] получены марковские уравнения для моментов излучения, рассеянного системой частиц, находящихся в ПС. При этом предполагается, что частицы много больше длины волны; ПС и частицы предполагаются статистически независимыми

Рассмотрим асимптотические решения уравнений работы [2] в случае узконаправленных пучков. Будем пренебрегать «широкоугольной» компонентой $U_п$ поля излучения, обусловленной преломлениями и отражениями на частицах среды. Это возможно, в частности, для оптически жестких частиц, т. е при $|n-1| \gtrsim 1$, где n — показатель преломления В важном случае, когда частицы рассеивают в свою зону Фраунгофера, достаточно условия $\theta_d \ll |n-1|$ [3, 4], где $\theta_d \sim (ka)^{-1}$ — угол дифракции, k — волновое число, a — размер частиц. В этом случае приближение $U_п = 0$ может быть названо дифракционным.

1. Сначала рассмотрим общий случай частиц в ПС, предполагая, что $a \ll l$, где l — радиус когерентности излучения в ПС без частиц. Это условие может выполняться, например, в атмосферной оптике при наличии осадков в турбулентности одновременно. Пусть $U(\rho, z) = v(\rho, z)\exp(ikz)$ — поле излучения в такой двухфазной среде. На примере второго момента $\Gamma_{1,1} = \langle v(\rho', z)\, v^*(\rho'', z)\rangle$ покажем, что решение марковских уравнений сводится к нахождению моментов в случае ПС без частиц и в случае частиц в пустом пространстве. Будем искать $\Gamma_{1,1}$ в виде $\Gamma_{1,1}(\rho', \rho'', z) = \Gamma_c\Gamma_A$, где Γ_c — второй момент в случае ПС без частиц. Тогда марковское уравнение для $\Gamma_{1,1}$ [2] примет вид

$$\begin{aligned}\Gamma_c\partial\Gamma_A/\partial z - i/2k\,[2(\nabla'\Gamma_c)(\nabla'\Gamma_A) - 2(\nabla''\Gamma_c)(\nabla''\Gamma_A) + \\ + \Gamma_c(\Delta' - \Delta'')\Gamma_A] + c\bar{s}_{1,1}(\rho' - \rho'')\Gamma_c\Gamma_A = 0,\end{aligned} \tag{1}$$

где операторы ∇', Δ' и ∇'', Δ'' соответствуют переменным $\rho' = (x', y')$ и $\rho'' = (x'', y'')$, c — концентрация частиц, $s_{1,1}\ (\rho' - \rho'')$ — площадь объединения геометрооптических теней за частицами, сдвинутыми на $\rho' - \rho''$ относительно друг друга, усреднение $s_{1,1}$ идет по размерам и форме частиц. Так как $\nabla'\Gamma_c, \nabla''\Gamma_c \sim l^{-1}$, то Γ_A можно искать в виде ряда по степеням l^{-1} (фактически по степеням a/l): $\Gamma_A = \Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2 + \ldots$, $\Gamma_n \sim l^{-n}$. Нетрудно записать цепочку уравнений теории возмущений для функций Γ_n. Очевидно, что Γ_0 равно второму моменту Γ_a в случае частиц в пустом пространстве (согласно (1) $\nabla\Gamma_a \gtrsim a^{-1}$). Таким образом, имеем: $\Gamma_{1,1} = \Gamma_c\Gamma_a + O(a/l)$. Аналогично, для любого момента $\Gamma_{n,m}$ (в обозначениях [1]) получаем: $\Gamma_{n,m} = \Gamma^c_{n,m}\Gamma^a_{n,m} + O(a/l)$.

2. Рассмотрим марковские уравнения [2] в случае частиц в пустом пространстве (или в однородной среде). Решение уравнения для $\Gamma_{1,1}$ известно [1]. Поэтому при широком пучке (плоская падающая волна $U_0 = \exp(ikz)$) наибольший интерес имеет уравнение для четвертого момента вида $\Gamma_4(\rho', \rho'', z) = \langle v(\rho_1', z)\, v(\rho_2', z)\, v^*(\rho_1'', z)\, v^*(\rho_2'', z)\rangle$, где $\rho' = (\rho_2' - \rho_1' + \rho_2'' - \rho_1'')/2$, $\rho'' = (\rho_2' - \rho_1' - \rho_2'' + \rho_1'')/2$ [1]. Рассмотрим асимптотические решения марковских уравнений на примере уравнения для Γ_4. В безразмерных координатах $\zeta = z/L$, $\rho_1 = \rho'/a$, $\rho_2 = \rho''/a$, где L — длина трассы, имеем уравнение

$$\partial\Gamma_4/\partial\zeta - iD\nabla_1\nabla_2\Gamma_4 + tS_4(\rho_1, \rho_2)\Gamma_4 = 0, \tag{2}$$