

мы дифференциальных уравнений ( $\beta_0=0,26$ ;  $g_F=3$ ;  $k=10^{-4}$ ;  $\delta=10^{-2}$ ). Графики, приведенные на рис. 1, описывают зависимость  $\Delta W^r$  от  $z^r/\lambda^b$  для четырех электронов ( $\psi_0: 1-\pi/2, 2-\pi, 3-(3/2)\pi, 4-2\pi$ ), графики на рис. 2 —  $\Delta \overline{W}^r$  от  $z^r/\lambda^b$  (сплошная линия соответствует численному интегрированию, пунктир — расчету по аналитической формуле (15)). Сравнение показывает практически полное совпадение результатов расчета  $\Delta W^r$  с помощью (13) и по методу Рунге — Кутты. Некоторое расхождение в кривых, описывающих  $\Delta \overline{W}^r$ , объясняется существованием дополнительного ограничения (14).

Аналогичные кривые получаются для энергии электронов в поле бегущей волны  $\gamma=k(1-\delta)\alpha=0,94 \cdot 10^{-4}$ , что соответствует одинаковой амплитуде поля волны с **H** и без **H**. Для выбранных параметров можно записать

$$\Delta W^b \simeq \delta \Delta W^r, \quad \overline{\Delta W}^b = \delta^2 \overline{\Delta W}^r, \quad \frac{z^b}{\lambda^b} = \frac{z^r}{\lambda^r} = \delta \frac{z^r}{\lambda^b}. \quad (16)$$

Анализ (16) приводит прежде всего к выводу о сильном влиянии статического магнитного поля **H** (т. е. расстройке  $\delta$ ) на характер изменения энергии электронов. Период  $\Delta W^r$  и  $\overline{\Delta W}^r$  больше  $\Delta W^b$  и  $\overline{\Delta W}^b$  в  $\delta^{-1}$ , и поэтому колебания энергии как одного электрона, так и ансамбля  $\overline{\Delta W}^r$  более плавные и с большей амплитудой, что указывает на принципиальную возможность увеличения  $\overline{\Delta W}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соколов А. А., Тернов И. М. Релявистский электрон. М., 1974, 71—74.
2. Volkov D. M. Über eine Klasse von Lösungen der Diracschen Gleichung.— Zs. f. Phys., 1935, 94, 250.
3. Redmond R. Solution of the Klein—Gordon and Dirac equations for a particle with a plane electromagnetic wave and a parallel magnetic field.— J. Math. Phys., 1965, 6, 1163.

Поступила в редакцию  
06.04.79

УДК 539.194

А. А. БЕЛОВ, Н. В. РУСАНОВ, М. В. ЩЕТИНИН

### О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В ГАЗЕ ИЗ ЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛ

Явление электрического резонанса в газе, описанное в [1], нельзя наблюдать у линейных молекул, находящихся в основном колебательном состоянии, так как у таких молекул линейный эффект Штарка отсутствует. Из рассмотрения волновых функций линейной полярной многоатомной молекулы вытекает, что последняя при наличии вырожденных колебаний изгиба становится подобной симметричному волчку (см. [2]) и может иметь ненулевое значение проекции дипольного момента на ось вращения. Поэтому у таких молекул может наблюдаться линейный эффект Штарка [3, 4], и, следовательно, явление электрического резонанса.

Из анализа уравнений движения для средних значений операторов проекций дипольного момента молекулы на оси координат следует, что максимальное изменение диэлектрической проницаемости газа, состоящего из линейных полярных молекул, помещенного в скрещенные постоянное  $E_0$  и переменное  $E \cos 2\pi\nu t$  электрические поля, при электрическом резонансе на одном из вращательно-колебательных уровней равно

$$\Delta \varepsilon_{\text{макс}} = 4\pi \frac{d^2}{3k_B T} \frac{l^2 (2J+1)}{J(J+1)} e^{-\frac{\hbar B}{k_B T} [J(J+1)-l^2]} \times \\ \times \frac{\hbar B}{k_B T} e^{-\frac{\hbar \nu_v v}{k_B T}} \prod_i \left(1 - e^{-\frac{\hbar \nu_i}{k_B T}}\right)^{g_i} \cdot \frac{\nu}{C_0 k_B T} \quad (1)$$

Здесь квантовое число  $v$  определяет колебательное состояние молекулы (предполагается, что возбуждено только одно колебание с частотой  $\nu_v$ ),  $v=0, 1, 2, \dots$ . Число  $l$  определяет момент количества движения молекулы вдоль ее оси, обусловленный наличием вырожденных колебаний изгиба,  $l=-v, -v+2, \dots, v-2, v$ ;  $J$  — вращательное квантовое число, определяющее полный момент количества движения молекулы,  $J=|l|, |l|+1, |l|+2, \dots$ ;  $d$  — дипольный момент молекулы,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура газа,  $B$  — вращательная константа молекулы; в произведении учитываются все возможные типы колебаний,  $\nu_i$  и  $g_i$  — соответственно частота и кратность вырождения  $i$ -того типа колебаний; величина  $C_0$  связана с полушириной линии перехода  $\Delta\nu$  и со временем релаксации молекул газа  $T_2$  соотношением

$$C_0 = \frac{\Delta\nu}{\rho} = \frac{1}{2\pi T_2 \rho},$$

где  $\rho$  — давление газа. Величина  $C_0$  не зависит от давления в широком диапазоне давлений. Выражение (1) получено в предположении, что насыщение перехода переменным электрическим полем отсутствует.

Резонансное значение напряженности постоянного электрического поля  $E_{0p}$  равно

$$E_{0p} = \frac{\hbar \nu}{d} \frac{J(J+1)}{l} \quad (2)$$

Значения  $\Delta \varepsilon_{\text{макс}}$  и  $E_{0p}$ , рассчитанные по формулам (1) и (2) для некоторых веществ для нескольких линий, приведены в таблице. В той же таблице приведены значения  $d, B, C_0$ , взятые из [3, 4]. При расчете полагалось  $T=300$  К,  $\nu=25$  МГц.

Газ	$d \cdot 10^{29}$ , Кл·м	$B$ , ГГц	$C_0$ , МГц/Па	$v= l =J=2$		$v= l =J=3$	
				$\Delta \varepsilon_{\text{макс}}$	$E_{0p}$	$\Delta \varepsilon_{\text{макс}}$	$E_{0p}$
HCN	4,8	44	0,2	$7 \cdot 10^{-10}$	33	$4 \cdot 10^{-11}$	50
C1CN	4,48	6,0	0,2	$1 \cdot 10^{-9}$	35	$3 \cdot 10^{-10}$	53
OSC	1,14	6,1	0,05	$1 \cdot 10^{-10}$	140	$2 \cdot 10^{-11}$	210
NNO	0,27	13	0,03	$1 \cdot 10^{-11}$	598	$1 \cdot 10^{-12}$	898

Следует отметить, что уровень  $v=1$ ,  $|l|=1$ ,  $J=1$  из-за  $l$ -удвоения даже в отсутствие постоянного электрического поля расщеплен на величину, сравнимую или значительно большую 25 МГц для указанных молекул, поэтому в таком квантовом состоянии нельзя наблюдать электрический резонанс на частотах порядка 25 МГц. Расщепление уровней с  $|l| \geq 2$  из-за  $l$ -удвоения незначительно (менее 2 МГц у HCN и менее нескольких кГц у остальных молекул) и не препятствует наблюдению электрического резонанса на указанной частоте.

При наличии у молекулы ядра с ненулевым электрическим квадрупольным моментом линии электрического резонанса должны иметь сверхтонкую структуру. Сверхтонкое расщепление, вызванное квадрупольным моментом ядра азота в рассматриваемых молекулах менее 1 МГц, и при частоте наблюдения 25 МГц несущественно. Ядро хлора в молекуле SiCN обладает значительно большим квадрупольным моментом, и обусловленное им расщепление в зависимости от линии перехода составляет 1—10 МГц, а приведенные в таблице значения  $\Delta\epsilon_{\text{макс}}$  и  $E_{\text{ор}}$  для этой молекулы имеют следующий смысл:  $\Delta\epsilon_{\text{макс}}$  — суммарная интенсивность всех сверхтонких линий уровня  $v$ ,  $|l|$ ,  $J$ , а  $E_{\text{ор}}$  — среднее значение резонансного поля.

Электрический резонанс в газе из линейных молекул может быть обнаружен, например, с помощью емкостного датчика малых изменений диэлектрической проницаемости, описанного в [1]. Приведенные выше оценки показывают, что с помощью такого датчика электрический резонанс может быть обнаружен в газах HCN и SiCN, так как чувствительность датчика позволяет регистрировать  $\Delta\epsilon \approx 10^{-10}$  при величине напряженности переменного поля  $E$ , не приводящего к насыщению линии перехода.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов А. А., Карасев М. Д., Русанов Н. В. Электрический резонанс в газе.— Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, вып. 11, 669—672.
2. Dennison D. M. The infrared spectra of polyatomic molecules.— Rev. Mod. Phys., 1931, 3, N 2, 280—345.
3. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., 1959, 756 с.
4. Горди В., Смит К., Трамбаруло Р. Радиоспектроскопия. М., 1959, с. 96—448.

Поступила в редакцию  
22.05.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 4

УДК 535.8:621.378.325

**А. А. КУЗОВНИКОВ, В. П. САВИНОВ, В. Г. ЯКУНИН**

#### **He—Cd<sup>+</sup>-ЛАЗЕР НА ПОПЕРЕЧНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ**

О получении генерации на ионных переходах металлов при поперечном ВЧ-возбуждении в трубках диаметром 5—8 мм сообщалось ранее [1, 2].