

7. Black J. G., Yablonovich E., Blombergen N., Mukamel S. Collisionless multiphoton dissociation of SF<sub>6</sub>: A statistical thermodynamic process.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 38, N 20, 1131—1134.
8. Алимбиев С. С., Баграташвили В. Н. и др. Эффект опустошения многих вращательных состояний при колебательном возбуждении молекул в сильном ИК-поле.— *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 25, 582—585.
9. Bagratashvily V. N., Knyazev I. N., Letokhov V. S., Lobko V. V. Optoacoustic detection of multiphoton absorption by molecules in strong IR field.— *Opt. Comm.*, 1976, 18, 525—531.
10. Легохов В. С., Макаров А. А. Кинетика возбуждения колебаний молекул инфракрасным лазерным излучением.— *ЖЭТФ*, 1972, 63, вып. 6(12), 2064—2076.
11. Akhmanov A. S., Baranov V. Yu. et al. Multiple-photon excitation of molecules from the many rotational states.— *Opt. Comm.*, 1977, 23, 357—365.
12. Баранов В. Ю., Борисов В. Н. и др. СО<sub>2</sub>-лазер с энергией излучения 150 Дж.— *Письма в ЖЭТФ*, 1974, 19, 311—314.

Поступила в редакцию  
21.06.78

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

УДК 535.33.08:535.337+539.1.07:539.16.194

**А. А. БЕЛОВ, Н. В. РУСАНОВ**

## **ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В ГАЗЕ**

**1. Введение.** Методы магнитного резонанса широко используются для исследования веществ, молекулы или атомы которых обладают магнитным моментом. Молекулы многих соединений в основном состоянии не имеют магнитного момента, но обладают электрическим дипольным моментом. Для исследования таких веществ был бы очень полезен метод электрического резонанса, который, подобно методу магнитного резонанса, позволил бы наблюдать переходы между штарковскими подуровнями, соответствующими различной ориентации вектора электрического дипольного момента во внешнем поле.

Хорошо известны классические эксперименты по электрическому резонансу на молекулярных пучках [1]. Однако нам неизвестны подобные исследования в веществе в обычном макроскопическом состоянии, например в газах. Цель данной работы — рассмотрение возможности наблюдения электрического дипольного резонанса в газах.

**2. Теоретический анализ электрического дипольного резонанса.** Будем считать, что газ состоит из молекул типа симметричного волчка, обладающих дипольным моментом. Энергия вращения такой молекулы в отсутствие электрического поля определяется выражением [2]

$$W_{JKM}^0 = BhJ(J+1) + (C-B)K^2h, \quad (1)$$

где  $J$ ,  $K$ ,  $M$  — квантовые числа, определяющие соответственно кинетический момент, проекцию кинетического момента на ось симметрии молекулы и проекцию кинетического момента на некоторое выбранное направление;  $B$  и  $C$  — вращательные константы;  $h$  — постоянная Планка. В отсутствие внешнего поля энергетические уровни, определяемые соотношением (1), обладают  $2(2J+1)$ -кратным вырождением. Во внешнем электрическом поле вырождение частично снимается. Каждый уровень с заданным  $J$  претерпевает штарковское расщепление на  $2J+1$  подуровней. Энергия этих подуровней определяется соотношением

$$W_{JKM} = W_{JKM}^0 - E_0 d \frac{KM}{J(J+1)}. \quad (2)$$

Здесь  $W_{JKM}^0$  определено выражением (1),  $d$  — дипольный момент молекулы. В соответствии с правилами отбора для переходов между шарковскими подуровнями имеем:  $\Delta J=0$ ,  $\Delta K=0$ ,  $\Delta M=\pm 1$ . Отсюда, используя (2), получаем выражение для частот переходов

$$\Omega = \frac{E_0 dK}{J(J+1)\hbar}. \quad (3)$$

Регистрировать квантовые переходы между шарковскими подуровнями в газе можно по изменению поглощения или дисперсии. Для расчета этих величин будем полагать, что молекулы находятся в скрещенных электрических полях: постоянном  $E_0$ , направленном по оси  $z$ , и переменном  $E(t) = \{E_x, E_y, 0\}$ . Представим гамильтониан  $\hat{H}$  молекулы в виде суммы

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}'. \quad (4)$$

Здесь  $\hat{H}_0$  — гамильтониан молекулы в отсутствие электрических полей;

$$\hat{H}_1 = -\hat{d}E_0 \quad (5)$$

— гамильтониан взаимодействия молекулы с постоянным электрическим полем;

$$\hat{H}' = -\hat{d}E(t) \quad (6)$$

— гамильтониан взаимодействия молекулы с переменным электрическим полем. Собственные значения гамильтониана  $\hat{H}_0 + \hat{H}_1$  определяются выражением (2). Матричные элементы оператора дипольного момента  $\hat{d}$  в базисе собственных функций гамильтониана  $\hat{H}_0 + \hat{H}_1$  приведены в [2]. Они имеют вид

$$\begin{aligned} (d_x)_{J \rightarrow J; K \rightarrow K; M \rightarrow M \pm 1} &= \pm i (d_y)_{J \rightarrow J; K \rightarrow K; M \rightarrow M \pm 1} = \\ &= dK \sqrt{(J \mp M)(J \pm M + 1) / 2J(J + 1)}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$(d_z)_{J \rightarrow J; K \rightarrow K; M \rightarrow M} = dKM / J(J + 1).$$

Рассмотрим ансамбль молекул, находящихся в состоянии с заданными  $J$  и  $|K|$ . Поскольку переходы между состояниями с разными  $K$  запрещены, можно разбить этот ансамбль на две системы молекул, различающиеся тем, что относящиеся к ним молекулы находятся в состояниях с разным знаком  $K$ . Пользуясь методом матрицы плотности, с учетом (1), (2), (6) и (7) для средних значений проекций дипольного момента одной из молекул системы с  $K > 0$  получим

$$\begin{aligned} \langle \hat{d}_x \rangle + \langle \hat{d}_x \rangle / T_2 &= \Omega \langle \hat{d}_y \rangle - \Omega \langle \hat{d}_z \rangle E_y(t) / E_0, \\ \langle \hat{d}_y \rangle + \langle \hat{d}_y \rangle / T_2 &= \Omega \langle \hat{d}_z \rangle E_x(t) / E_0 - \Omega \langle \hat{d}_x \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\langle \hat{d}_z \rangle + (\langle \hat{d}_z \rangle - \langle d_z \rangle^e) / T_1 = -\Omega \langle \hat{d}_y \rangle E_x(t) / E_0 + \Omega \langle \hat{d}_x \rangle E_y(t) / E_0.$$

Здесь  $\Omega$  — частота перехода между соседними шарковскими подуровнями, определяемая из (3),  $T_1$  и  $T_2$  — времена соответственно продольной и поперечной релаксации,  $\langle d_x \rangle^e$  — равновесное, т. е. в отсутствие поля  $E(t)$ , значение  $\langle \hat{d}_z \rangle$ .

Если в единице объема газа находится  $N$  молекул рассматриваемой подсистемы, то создаваемая ими поляризация  $\mathbf{P}$  равна

$$\mathbf{P} = N \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle. \quad (9)$$

Отсюда с помощью (8) получаем уравнения для поляризации подсистемы молекул с  $K > 0$ :

$$\begin{aligned} \dot{P}_x + P_x/T_2 &= \Omega P_y - \Omega P_z E_y(t)/E_0, \\ \dot{P}_y + P_y/T_2 &= \Omega P_z E_x(t)/E_0 - \Omega P_x, \\ \dot{P}_z + (P_z - P_z^e)/T_1 &= -\Omega P_y E_x(t)/E_0 + \Omega P_x E_y(t)/E_0. \end{aligned} \quad (10)$$

Полученные уравнения совпадают с классическими уравнениями, описывающими прецессию волчка, помещенного в электрическое поле и обладающего механическим и параллельным ему электрическим дипольным моментами.

Будем считать, что поле  $E(t)$  линейно поляризовано:

$$E(t) = E_x(t) = E \cos \omega t. \quad (11)$$

Исключая в (10)  $P_y$ , получаем два уравнения относительно  $P_x$  и  $P_z$ :

$$\ddot{P}_x + 2\dot{P}_x/T_2 + P_x(\Omega^2 + 1/T_2) = \Omega^2 P_z E_x(t)/E_0, \quad (12)$$

$$\dot{P}_z + (P_z - P_z^e)/T_1 = -\dot{P}_x E_x(t)/E_0 - (P_x/T_2)(E_x(t)/E_0).$$

Решение уравнений (12) будем искать методом медленно меняющихся амплитуд в виде

$$P_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t, \quad (13)$$

$$P_z = r,$$

где  $u$ ,  $v$  и  $r$  — медленно меняющиеся величины. В результате для стационарного режима получим:

$$\begin{aligned} u &= - \frac{T_2^2 P_z^e \Delta \omega \Omega (E/2E_0)}{1 + \Delta \omega^2 T_2^2 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}, \\ v &= - \frac{T_2 P_z^e (E/2E_0) \omega}{1 + \Delta \omega^2 T_2^2 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}, \\ r &= P_z^e \frac{1 + \Delta \omega^2 T_2^2}{1 + \Delta \omega^2 T_2^2 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\Delta \omega = (\omega^2 - \Omega^2)/2\Omega$ . Аналогичный расчет для системы молекул с  $K < 0$  приводит для компонент поляризации  $P'_x$  и  $P'_z$  обусловленных движением молекул этой системы, к выражениям, совпадающим с (13) и (14), т. е.  $P'_x = P_x$ ,  $P'_z = P_z$ . Таким образом, для поляризации газа, обусловленной молекулами, находящимися в состоянии с заданным  $J$  и  $|K|$ , получаем

$$P_{0x} = 2u \cos \omega t - 2v \sin \omega t, \quad (15)$$

$$P_{0z} = 2r.$$

Введем комплексные амплитуды  $\tilde{E}_x$  для поля и  $\tilde{P}_{0x}$  для поляризации соотношениями

$$E_x(t) = \text{Re} [\tilde{E}_x e^{i\omega t}], \quad (16)$$

$$P_{0x}(t) = \text{Re} [\tilde{P}_{0x} e^{i\omega t}]$$

и комплексную диэлектрическую восприимчивость  $\tilde{\kappa}(\omega)$ :

$$\tilde{\kappa}(\omega) = \kappa'(\omega) + i \kappa''(\omega). \quad (17)$$

Используя (11), (15), (16) и (17), для  $\kappa'$  и  $\kappa''$  найдем:

$$\kappa' = 2u/E; \quad \kappa'' = 2v/E.$$

Полученные соотношения позволяют определить диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon(\omega)$  и проводимость  $\sigma(\omega)$  газа:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{2\pi T_2^2 P_{0z}^e \Delta\omega\Omega/E_0}{1 + \Delta\omega^2 T_2^2 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}; \quad (18)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{T_2 \omega^2 P_{0z}^e / 2E_0}{1 + \Delta\omega^2 T_2^2 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}. \quad (19)$$

Здесь  $P_{0z}^e$  — равновесное значение  $P_{0z}$  в отсутствие поля  $E(t)$ . Из (18) можно видеть, что максимальное изменение диэлектрической проницаемости в резонансной области, равное

$$|\varepsilon(\omega) - 1|_{\text{макс}} = \frac{\Omega T_2 P_{0z}^e \pi / E_0}{\sqrt{1 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}}, \quad (20)$$

достигается при расстройке  $\Delta\omega_1$ :

$$\Delta\omega_1 = \pm (1/T_2) \sqrt{1 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}.$$

Величина  $2\Delta\omega_1$  определяет ширину линии перехода. Равновесное значение  $z$ -компоненты поляризации  $P_{0z}^e$  может быть определено с использованием распределения Больцмана. Расчет  $P_{0z}^e$  в предположении, что  $\hbar\Omega \ll kT$ , приводит к выражению

$$P_{0z}^e = NE_0 \frac{d^2}{3kT} \frac{K^2}{J(J+1)}. \quad (21)$$

Здесь  $N$  — концентрация молекул в состоянии с заданными  $J$  и  $|K|$ .  $N$  можно выразить через концентрацию  $N_0$  молекул газа. Соответствующий расчет по методике, изложенной в [2], дает

$$N_{J,|K|} = N_0 \frac{8(I^2 + I)}{4I^2 + 4I + 1} \sqrt{\frac{B^2 Ch^3}{\pi (kT)^3}} (2J + 1) e^{-W_{JKM}^0 / kT}. \quad (22)$$

Здесь предполагается, что  $K$  не кратно трем и что молекула имеет три одинаковых ядра, не лежащих на оси симметрии молекулы и обладающих спином  $I$ . Объединяя (20), (21) и (22), получим

$$|\varepsilon(\omega) - 1|_{\text{макс}} =$$

$$= \frac{\pi \Omega T_2 \frac{d^2}{3kT} 8N_0 \frac{K^2 (2J + 1)}{J(J + 1)} \frac{I^2 + I}{4I^2 + 4I + 1} \sqrt{\frac{B^2 Ch^3}{\pi (kT)^3}} e^{-W_{JKM}^0 / kT}}{\sqrt{1 + T_1 T_2 \Omega^2 (E/2E_0)^2}}. \quad (23)$$

Из этого соотношения следует, что наибольшее изменение диэлектрической проницаемости в резонансной области имеет место у газов, состоящих из легких молекул с большим дипольным моментом. В качестве примера таких веществ можно указать фтористый метил  $\text{CH}_3\text{F}$  и метилцианид  $\text{CH}_3\text{CN}$ . Дипольные моменты и вращательные константы этих веществ приведены в таблице. Там же указана величина

Вещество	$d$ , Кл·м	$\nu$ , МГц	$S$ , МГц	$ \varepsilon(\omega) - 1 _{\text{макс}}$
$\text{CH}_3\text{F}$	$0,597 \cdot 10^{-29}$	$25 \cdot 10^3$	$154 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^{-10}$
$\text{CH}_3\text{CN}$	$1,37 \cdot 10^{-29}$	$9,198 \cdot 10^3$	$157 \cdot 10^3$	$6,8 \cdot 10^{-10}$

$|\varepsilon(\omega) - 1|_{\text{макс}}$ , рассчитанная для этих газов с помощью соотношения (23) в приближении слабого поля при условии, что  $J = |K| = 1$ , давление газа  $P = 10^{-2}$  мм рт. ст.,  $T = 300$  К,  $T_1 = T_2 = 10^{-7}$  с.

Приведенное в таблице ожидаемое значение  $|\varepsilon(\omega) - 1|_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^{-10}$  представляет собой малую, но вполне измеримую величину. Если исследуемый газ помещен между электродами плоского конденсатора, то относительное изменение емкости последнего также должно иметь вели-

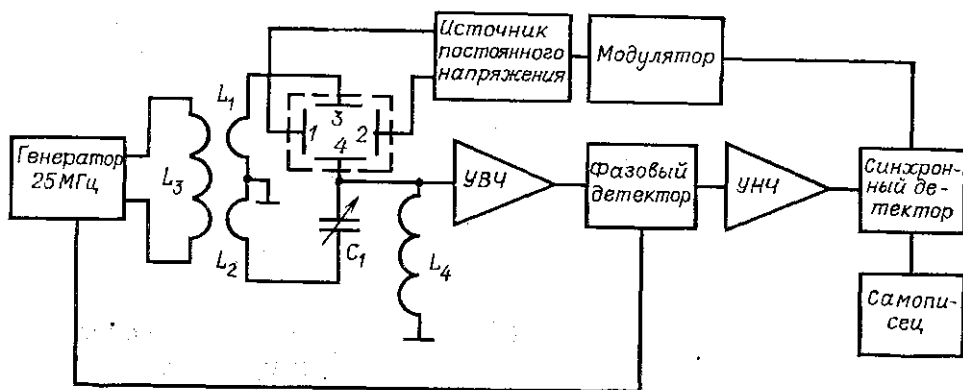


Рис. 1. Функциональная схема экспериментальной установки

чину порядка  $6 \cdot 10^{-10}$ . Данные по экспериментам с емкостными датчиками малых перемещений [3] свидетельствуют о том, что в настоящее время указанные выше изменения емкости могут быть надежно измерены.

Отметим, что приведенное в таблице значение для  $|\varepsilon(\omega) - 1|_{\text{макс}}$  вычислено для молекул, находящихся в состоянии с  $J = |K| = 1$ . Из (23) можно видеть, что при  $|K| = J$  величина  $|\varepsilon(\omega) - 1|_{\text{макс}}$  растет с увеличением  $J$ . Причина этого явления заключается в увеличении числа частиц, населяющих уровень с заданным  $J$ . Однако это имеет место лишь до тех пор, пока  $W_{JKM} < kT$ .

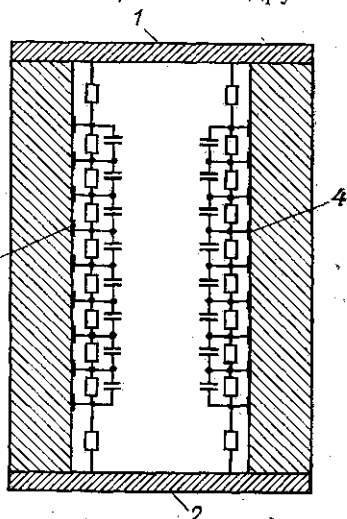
**3. Эксперимент.** Для экспериментального обнаружения электрического дипольного резонанса в газе была собрана установка, функциональная схема которой представлена на рис. 1. Исследуемое газообразное вещество под давлением  $10^{-2} - 10^{-3}$  мм рт. ст. наполняет газовую ячейку. Газовая ячейка, разрез которой изображен на рис. 2, представ-

ляет собой прямоугольную коробку с внутренними размерами  $30 \times 140 \times 360$  мм. Две конденсаторные системы внутри газовой ячейки создают скрещенные однородные электрические поля: медленно меняющееся  $E_0$  и высокочастотное  $E(t)$ . Поле  $E_0$  промодулировано по пилообразному закону с периодом около 5 мин и одновременно по гармоническому закону с частотой порядка 200 Гц.

Медленно меняющееся поле  $E_0$  создается внутри конденсатора, пластины 1 и 2 которого имеют размеры  $70 \times 400$  мм, отстоят друг от друга на расстоянии 140 мм и образуют противоположные грани газовой ячейки. Между пластинами этого конденсатора и перпендикулярно к ним помещены на расстоянии 30 мм друг от друга электроды 3 и 4 конденсатора, создающего переменное поле  $E(t)$  с частотой 25 МГц. Электроды этого конденсатора имеют размеры  $320 \times 100$  мм, расстояние между ними существенно меньше их размеров. Это обеспечивает достаточную однородность высокочастотного поля внутри конденсатора. Однако если не принять специальных мер, то поле  $E_0$  внутри этого конденсатора не будет однородным, так как, во-первых, пластины 1 и 2 конденсатора, создающего поле  $E_0$ , находятся друг от друга на расстоянии, превышающем их ширину, и, во-вторых, поле  $E_0$  будет дополнительно искажено электродами высокочастотного конденсатора.

Чтобы избежать этого, пластины 3 и 4 высокочастотного конденсатора разделены на узкие полоски шириной 2 мм, расположенные параллельно пластинам 1 и 2 конденсатора, создающего поле  $E_0$ . Полоски соединены друг с другом и с пластинами 1 и 2 резисторами так, чтобы разность потенциалов, приложенная к пластинам 1 и 2, создавала потенциал, линейно изменяющийся вдоль пластин 3 и 4. При таком распределении потенциала на пластинах 3 и 4 поле  $E_0$  между ними будет близко к однородному. Резисторы, соединяющие отдельные полоски каждого из электродов 3 и 4, зашунтированы конденсаторами подходящей емкости, благодаря чему все полоски имеют один и тот же потенциал по высокой частоте.

Конденсатор, создающий высокочастотное поле, является частью емкостного датчика. Датчик представляет собой мостовую схему, у которой два плеча образованы катушками  $L_1$  и  $L_2$ , а два других — высокочастотным конденсатором газовой ячейки и подстроечным конденсатором  $C_1$ . От генератора, имеющего частоту 25 МГц, на одну диагональ моста подается напряжение путем индуктивной связи катушки  $L_3$ , включенной на выходе генератора, с катушками  $L_1$  и  $L_2$ . В другую диагональ моста включена катушка индуктивности  $L_4$ . Эта катушка совместно с элементами мостовой схемы образует колебательный контур, настроенный на частоту 25 МГц. Индуктивности катушек удовлетворяют условию  $L_1 = L_2 \ll L_4$ . В процессе работы генератора высокой частоты на всех элементах мостовой схемы, в том числе и на высокочастотном конденсаторе газовой ячейки, возникает высокочастотное напряжение. Это напряжение и создает однородное высокочастотное поле в газовой ячейке. Экспериментальная установка позволяет изменять на-



2. Схематический вид разреза газовой ячейки

пряженность поля  $E_0$  в пределах от нуля до 150 В/см и напряженность высокочастотного поля в пределах от нуля до 10 В/см.

Мостовая схема балансируется при равном нулю поле  $E_0$ . При этом напряжение на катушке  $L_4$  также равно нулю. Баланс мостовой схемы обеспечивает компенсацию шумов генератора высокой частоты. Если при изменении поля  $E_0$  в газовой ячейке создаются условия для электрического дипольного резонанса, то емкость высокочастотного конденсатора газовой ячейки изменяется, что вызывает разбаланс мостовой схемы, и на катушке  $L_4$  появляется высокочастотное напряжение с амплитудой  $\Delta U$ , определяемой равенством

$$\Delta U = \frac{1}{2} \frac{\Delta c}{c} U Q \frac{c + c_1}{c + c_1 + c_{\text{п}}}$$

Здесь  $U$  — амплитуда высокочастотного напряжения на конденсаторе газовой ячейки,  $\Delta c/c$  — относительное изменение емкости этого конденсатора,  $Q$  — добротность колебательного контура, образованного катушкой  $L_4$  и элементами мостовой

схемы,  $c_{\text{п}}$  — паразитная емкость, шунтирующая катушку  $L_4$ .

Сигнал электрического дипольного резонанса, появляющийся на катушке  $L_4$ , усиливается усилителем высокой частоты, детектируется фазовым детектором, усиливается по низкой частоте и затем поступает на синхронный детектор и самописец. Синхронный детектор выделяет вторую гармонику  $A_2$  гармонического сигнала, модулирующего поле  $E_0$  в газовой ячейке.

Экспериментальная установка имеет также системы автоподстройки баланса мостовой схемы

датчика и калировки чувствительности. Для упрощения чертежа эти системы не показаны на рис. 1.

Чувствительность экспериментальной установки позволяет обнаруживать относительные изменения емкости  $\Delta c/c \approx 10^{-10}$ . Установка допускает и регистрацию изменения потерь в конденсаторе газовой ячейки при прохождении резонансной области. Для этого необходимо изменить на  $\pi/2$  фазу опорного сигнала фазового детектора.

Значения напряженности поля  $E_0$ , необходимые для выполнения условий резонанса, могут быть найдены из (3). Наименьшие значения  $E_0$  имеют место для  $J = |K|$ . В этом случае для  $E_0$  из (3) находим

$$E_0 = (J + 1) h/d. \quad (24)$$

Отсюда видно, что при  $J = |K|$  значения  $E_0$ , соответствующие резонансам для  $J = 1, 2, 3 \dots$ , образуют эквидистантный ряд. Однако резонансные линии, соответствующие переходам между штарковскими подуровнями состояний с  $J = |K|$  и  $J \neq |K|$ , перекрываются таким образом, что только несколько первых резонансов для самых малых  $J = |K|$  могут быть обнаружены без искажений.

Эксперименты проводились с веществами  $\text{CH}_3\text{F}$  и  $\text{CH}_3\text{CN}$ . Ядро азота в молекуле  $\text{CH}_3\text{CN}$  имеет квадрупольный момент. Однако константа квадрупольного расщепления в данном случае невелика и

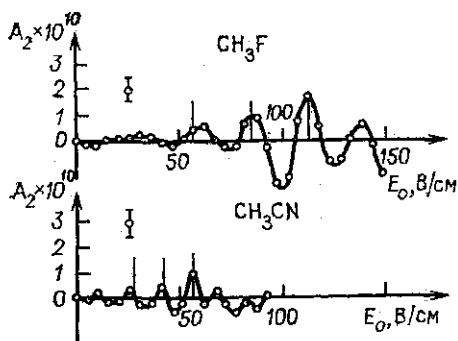


Рис. 3. Зависимость амплитуды второй гармоники емкости конденсатора газовой ячейки от напряженности поля  $E_0$

квадрупольное расщепление оказывается много меньше штарковского для используемой в эксперименте частоты 25 МГц.

На рис. 3 приведены кривые для газов  $\text{CH}_3\text{F}$  и  $\text{CH}_3\text{CN}$ , полученные путем усреднения по трем записям самописца. На этом же рисунке вертикальными штрихами отмечены значения  $E_0$ , которые должны соответствовать резонансам для  $J=1, 2, 3$  по соотношению (24). Из рис. 3 видно, что действительно экспериментально наблюдается ряд резонансных пиков, положение которых соответствует соотношению (24). Рост амплитуды резонансных пиков с увеличением  $J$  находится в согласии с (23).

Отмеченное совпадение результатов теории и эксперимента позволяет заключить, что явление электрического дипольного резонанса экспериментально обнаружено и может быть использовано в физических исследованиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М., 1960, 251—269.
2. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., 1959, 15—337.
3. Брагинский В. Б., Панов В. И. Радиотехническое устройство для измерения малых механических колебаний.— Приборы и техн. эксперимента, 1968, № 5, 136—138.

Поступила в редакцию  
21.06.78

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

УДК 535.24.34

**В. П. ГУСЬКОВ, И. В. ИВАНОВ, Е. И. РУКИН**

### **АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РАЗОГРЕВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТЕРМОСТАБИЛИЗИРУЮЩИХСЯ СИСТЕМ**

Эффект резонансной стабилизации температуры [1, 2] положен в основу работы ряда микротермостатов, тепловых излучателей, пленочных нагревателей [3—5]. Во всех перечисленных системах стабилизируется температура сегнетоэлектрического элемента  $T_e$ , превышающая температуру окружающей среды  $T_0$  на несколько десятков градусов. Основу этих систем составляет сегнетокерамический конденсатор, который обычно включается в цепь последовательного колебательного контура, возбуждаемого на частоте, близкой к собственной частоте контура. Источником энергии служит внешний генератор, возбуждающий контур через усилитель мощности.

Для вывода системы на режим (разогрева) возможно как применение внешнего нагревателя, так и использование внутренних источников тепла диэлектрических потерь в конденсаторе (частотный разогрев). Во втором случае для разогрева конденсатора достаточно так изменять частоту генератора во времени, чтобы она следовала за изменяющейся собственной частотой колебательного контура. Таким образом поддерживается резонансное возбуждение контура с непрерывно возрастающей частотой. Необходимый закон изменения частоты возбуждения колебательного контура будет зависеть от конкретных параметров системы: размеров и формы сегнетокерамического конденсатора, условий теплоотдачи в окружающую среду, выходного напряжения усилителя