$$N(z,\ t)=\left[\frac{a(z,\ t)}{r_{\text{к}}(z,\ t)}\right]^2=N_0\left[1+2N_0h^2(\alpha z)\frac{z^4}{L_{\text{нл}}^4}(1/2+t/T_0)^2+\right.$$

$$\left.+h^2(\alpha z)\frac{z^2L_{\text{д}}^2}{L_{\text{нл}}^4}(1/2+t/T_0)^2\right]$$

растет с распространением импульса, что говорит об ухудшении его пространственной модовой структуры (рис. 1).

Из (5) и (8) видно, что первоначально когерентный во времени световой импульс с распространением становится случайно модулированным с неоднородным распределением времени когерентности $\tau_{\text{к}}$ по длительности импульса (рис. 2). Ухудшение временной когерентности светового импульса объясняется тем, что за счет нестационарного режима теплового самовоздействия нелинейное отклонение показателя преломления $n_{\text{нл}}=n_TT$ и дисперсия его пространственных флуктуаций становится зависящей от времени t по длительности импульса, а наведенный таким образом канал влияет на преобразование не только пространственных, но и временных характеристик импульса.

Проведенные расчеты показывают, что в случае стационарного режима самовоздействия для прямоугольного импульса нет аналогичного ухудшения его временной когерентности. Нет также ухудшения пространственной когерентности светового импульса за счет его начальной временной случайной модуляции при нестационарном режиме самовоздействия вследствие сглаживания временных флуктуаций в канале распространения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М.//Письма в ЖТФ. 1981. 7. С. 13. [2] Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гуревич А. С. и др.//Квант. электроника. 1980. 7. С. 545. [3] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М.//Там же. 1983. 10. С. 1833. [4] Кандидов В. П., Шленов С. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 2. С. 51. [5] Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. Н.//Квант. электроника. 1984. 11. С. 1459. [6] Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н.//Тез. докл. IX Всесоюз. симп. по распространению и дифракции волн. Тбилиси, 1985. 2. С. 149.

Поступила в редакцию
16.12.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 6

УДК 537.226.8

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СУБМИКРОННЫХ ЗАЗОРАХ

Ф. В. Булыгин, С. П. Вятчанин

(*кафедра молекулярной физики и физических измерений*)

Разработана и опробована методика, позволяющая получить субмикронный емкостный зазор и определить его величину без непосредственного измерения. Впервые измерена величина квадратичной диэлектрической нелинейности ряда диэлектрических жидкостей в СВЧ диапазоне частот.

Диэлектрики, обладающие сильной квадратичной зависимостью проницаемости ε от электрического поля $E:\varepsilon(E)=\varepsilon_0(1+\alpha E^2)$ и малыми потерями могут применяться при решении ряда физических задач, в частности при реализации квантовых невозмущающих измерений [1]. Емкость C, заполненную таким диэлектриком, удобно характеризовать энергетическим коэффициентом нелинейности $B=C^{-1}dC/d\mathcal{E}$ ($\mathcal{E}$ — энергия, запасенная в конденсаторе). Для плоского конденсатора с зазором d при $\alpha E^2\ll 1$ коэффициент $B=2\alpha/Cd^2$. Как видно, достижение больших B возможно не только при больших величинах α, но и при малых зазорах d.

В случае неизотропной диспергирующей среды величина α является тензором, зависящим от трех частот: $\alpha=\alpha(\omega_i,\ \omega_j,\ \omega_k)$. Различные теории нелинейности диэлектрической проницаемости часто не согласуются с экспериментом или согласуются лишь качественно. Данные о величине α различных веществ в широком частотном диапа-

зоне отсутствуют [2]. Поэтому задача измерения α различных веществ в СВЧ диапазоне частот представляется весьма актуальной.

В данной работе экспериментально исследована нелинейность включенной в состав СВЧ резонатора емкости с зазором $d=0{,}5$ мкм, заполнявшейся различными жидкими диэлектриками (тетрахлорметан, толуол, керосин). Максимальное значение $B=1$ эрг$^{-1}$ получено для тетрахлорметана при зазоре 0,5 мкм. Разработанная методика позволила решить обратную задачу — измерение коэффициента нелинейности α перечисленных жидкостей.

Измерения α проводились модуляционным методом (рис. 1). На емкость *6*, заполненную жидким диэлектриком и включенную в коаксиальный СВЧ резонатор *5* с резонансной частотой $f_р$ и добротностью Q, подавалось напряжение $U_м$ с частотой модуляции $f_м \ll f_р$ от генератора *8*. Это приводило к модуляции емкости ΔC с частотой $2f_м$, что регистрировалось по изменению ΔU амплитуды U вынужденных колебаний в резонаторе. (СВЧ генератор *4* настроен на склон резонансной кривой

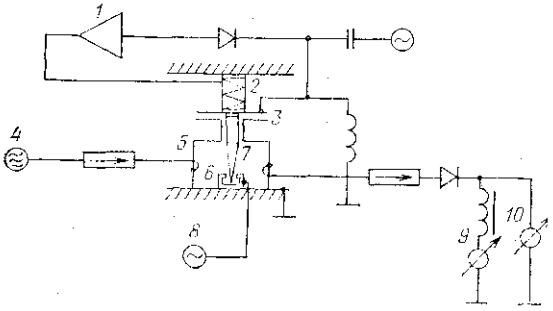

Рис. 1. Схема установки для получения субмикронного емкостного зазора и измерения нелинейности α в СВЧ диапазоне частот

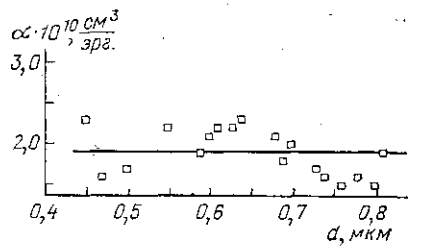

Рис. 2. Зависимость нелинейности α от величины зазора d

резонатора.) Величины U и ΔU измерялись с помощью вольтметра постоянного тока *9* и селективного микровольтметра *10*. Величина α вычислялась по формуле $|\alpha|=2\Delta U d^2/(UQU_м^2)$. При следующих параметрах установки: $d=0{,}5$ мкм, $U_м=3$ В, $Q=100$, $\Delta U/U=1\cdot10^{-5}$ чувствительность метода α_{min} составляла $5\cdot10^{-12}$ см^3/эрг ($f_р=3$ ГГц, $f_м=1$ МГц). Следовательно, измерялась величина α, соответствующая $\omega_i=3$ ГГц, $\omega_j=\omega_k=1$ МГц.

Исследуемая жидкость помещалась во фторопластовую кюветку на дне СВЧ резонатора. Рабочая емкость образовывалась между дном резонатора и иглой с плоской площадкой на конце. Диаметр площадки 50 мкм. Игла припаивалась к центральному стержню *7* коаксиального резонатора. Стержень перемещался вдоль оси резонатора с помощью термоподачи, представляющей собой алюминиевый цилиндр с нагревателем *2*. Управляла нагревателем следящая система *1*, на которую поступал сигнал с датчика перемещений *3*, расположенного в верхней части резонатора и выполненного по схеме активного емкостного датчика [3]. Следящая система позволяла перемещать стержень или удерживать постоянный зазор, компенсируя тепловое расширение деталей установки с точностью до 0,001 мкм. Величина дрейфа зазора не превышала 0,2 Å/с.

В процессе перемещения регистрировался не сам зазор d, а величина $d_1=d+d_0$, где d_0 — неизвестная постоянная (поскольку непосредственный контроль зазора несовместим с процедурой измерения нелинейности). Кроме того, не была точно известна форма кончика острия. Поэтому зависимость величины полной емкости между острием и дном резонатора от величины d_1 аппроксимировалась выражением

$$C_{теор}=X_1+X_2/(d_1-d_0)+X_3\ln(d_1-d_0), \qquad (1)$$

где первый член (X_1) описывает емкость боковой поверхности острия, второй (X_2) — емкость плоской части острия, а третий (X_3) появляется из-за возможной непараллельности плоскостей острия и дна или нарушения плоскостности кончика острия. Коэффициенты X_1, X_2, X_3, d_0 и их погрешности определялись методом наименьших квадратов [4]. Полученная информация давала возможность вычислить истинную величину зазора и площадь S плоской части острия, которая совпадала с величиной площади, наблюдаемой под микроскопом после проведения эксперимента. Кроме

того, мы убедились, что третий член в (1) относительно мал и $|X_3|<\Delta X_3$ — погрешности X_3, т. е. для вычисления α и B можно пользоваться формулами для емкости плоского конденсатора.

Оценки таких имитирующих эффектов, как электрострикция, электрокалорический эффект [5], а также оценки пондеромоторного эффекта и нагрева жидкости за счет проводимости показали, что в данном методе эти эффекты позволяют измерить α с точностью $1\cdot10^{-12}$ см³/эрг. Измерения проводились при напряжениях на зазоре ниже потенциала ионизации, не превышающего для данных веществ 9В [6]. Величины полей достигали при измерениях $1\cdot10^5$ В/м.

У диэлектриков (жидких в особенности) существует квадратичная зависимость потерь ($\operatorname{tg}\delta$) от величины прикладываемого поля, которая для разных жидкостей может иметь разные знаки. Нелинейность потерь приводила к модуляции добротности резонатора, что так же, как и нелинейность ε, создавало амплитудную модуляцию отклика резонатора с частотой $2f_м$. Однако сигналы, вызванные модуляцией ε и модуляцией $\operatorname{tg}\delta$, имели разную зависимость фазы от частоты накачки. Поэтому величина модуляции ε могла быть получена с помощью обработки АЧХ отклика резонатора даже в случае, когда модуляция $\operatorname{tg}\delta$ превосходила модуляцию ε.

На рис. 2 приведена зависимость $\alpha(d)$ для тетрахлорметана. Погрешность измерения α ($\sim25\%$) характеризуется разбросом экспериментальных точек. Величина α не зависела от величины зазора, т. е. при уменьшении зазора нелинейные свойства вещества не менялись. Нами получены следующие значения нелинейности α (см³/эрг):

тетрахлорметан:	$(1,9\pm0,4)\cdot10^{-10}$;
толуол:	$(1,7\pm0,4)\cdot10^{-10}$;
керосин:	$(1,2\pm0,2)\cdot10^{-10}$.

Величина $B=1$ при $\alpha=2\cdot10^{-10}$ см³/эрг получена впервые. Ранее такая величина B могла быть достигнута в данном диапазоне частот только с использованием p—n переходов.

Описанный метод получения субмикронных емкостных зазоров может применяться при реализации квантовых невозмущающих измерений в СВЧ диапазоне частот, когда используемые диэлектрики имеют не только рекордно малые потери, но и весьма малую нелинейность α [1].

Авторы пользуются случаем выразить благодарность проф. В. Б. Брагинскому за полезные консультации и ряд ценных советов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П.//ДАН СССР. 1981. **259**. С. 570. [2] Kielich S.//Dielectric and related molecular processes. L., 1972. V. 1. P. 192. [3] Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. М., 1976. [4] Брандт З. Статистические методы анализа наблюдений. М., 1975. [5] Келих С. Нелинейная молекулярная оптика. М., 1981. [6] Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М., 1976.

Поступила в редакцию
25.04.88