

предусмотрена возможность масштабирования по оси  $Y$  и вывод по горизонтали всего спектра или любой из его  $1/2$ ,  $1/4$ ,  $1/8$  частей. Число каналов накопления может быть 1024, 512, 256 или 128.

Алгоритм работы спектрометра показан на рис. 3. Время выполнения программы накопления и вывода на в. к. у. составляет 35 мкс (см. рис. 3, а), а при работе с лазерным калибратором удлиняется на 20 мкс (см. рис. 3, б).

Для первичной обработки полученных данных написана программа на языке Бэйсик, оценивающая положения линий, ширину, величину эффекта.

Одним из основных вопросов, который интересовал нас при создании я. г. р-спектрометра, был вопрос о надежности ЭВМ. Длительная непрерывная эксплуатация спектрометра показала его высокую помехоустойчивость и безотказность в работе. Опыт применения мессбауэровского спектрометра на основе микро-ЭВМ «Электроника-60М» продемонстрировал значительные преимущества подобных устройств по сравнению с обычными системами, использующими в качестве накопителей информации многоканальные анализаторы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов Е. П., Пузанков Д. В. Микропроцессоры и микропроцессорные системы.— М., 1981.

Поступила в редакцию  
13.10.83.

Кафедра ядерной физики и мирного  
использования атомной энергии

УДК 538.21 : 537.226.1

М. И. ДАНИЛЬКЕВИЧ, А. В. ЛЕОНТЬЕВ, А. СИССЕ

### ИЗМЕНЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ МАГНИТНОМ РАЗБАВЛЕНИИ В БИНАРНОЙ СИСТЕМЕ Li—Zn ФЕРРИТОВ

Низкочастотные диэлектрические свойства Li—Zn ферритов изучались в работе [1], СВЧ диэлектрические характеристики промышленных материалов на основе литиевого феррита приведены в [2, 3]. Отмечается практический интерес к литиевым ферритам, в которых ионы  $Fe^{3+}$  частично замещены ионами  $Al^{3+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Ti^{3+}$ ,  $Zn^{2+}$  [2—4]. В бинарной системе  $(Li_{0,5}Fe_{0,5})_{1-x}Zn_xFe_2O_4$  при изменении  $x$  от 0 до 1 происходит, как известно, переход от двухподрешеточного ферримагнетика к скомпенсированному антиферромагнетнику, в котором магнитные катионы занимают одну кристаллографическую подрешетку. Переход сопровождается сильным изменением спонтанного магнитного момента  $m_0$ , температуры Кюри  $\Theta$  и других магнитных свойств. Поведение при этом электронной и ионной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , т. е. основных составляющих высокочастотной  $\epsilon$ , пока не исследовалось.

Для получения экспериментальных данных о величинах электронной и ионной составляющих  $\epsilon$  при замене магнитоактивных ионов  $Fe^{3+}$  диамагнитными  $Zn^{2+}$  (магнитное разбавление) нами синтезирована бинарная система  $(Li_{0,5}Fe_{0,5})_{1-x}Zn_x^{2+}Fe_2O_4$  при  $x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$  с недостатком  $Fe_2O_3$  по сравнению со стехиометрией в 1 мол.%. Последнее сделано с целью увеличения удельного электросопротивления образцов. Ферриты синтезированы по обычной керамической технологии из углекислого лития и окислов железа и цинка марки ч. д. а. Предварительный обжиг смеси порошков при  $800^\circ C$  в течение 4 ч и окончательное спекание образцов при  $1200^\circ C$  в течение 12 ч производилось на воздухе. Образцы имели форму цилиндров диаметром 22 мм и высотой 3—4 мм. Металлографический и рентгеновский анализы

показали на образование твердых растворов, имеющих структуру шпинели, во всей бинарной системе.

Намагниченность насыщения  $M_s$  определена из кривых намагничивания, построенных по результатам баллистических измерений намагниченности в полях от  $10^2$  до  $10^4$  Гс. Точки Кюри получены из графиков температурной зависимости магнитной проницаемости. Диэлектрическая проницаемость в диапазоне  $10^2$ — $3 \cdot 10^8$  Гц измерена мостовым методом и с помощью Q-метров. Спектры коэффициента отражения  $R(\nu)$  в диапазоне  $400$ — $5000$   $\text{см}^{-1}$  записаны с зеркально полированных образцов на спектрометре UR-20.

Магнитные свойства исследуемой системы представлены на рис. 1. Ход изменения  $m_0$  объясняется моделью Нееля, обеднением тетраэдрической подрешетки магнитоактивными ионами. Объяснение абсолютной величины  $m_0$  может быть дано лишь в предположении о неколлинеарности спинов ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в октаэдрической подрешетке [5]. Изменение  $\Theta$  в зависимости от состава аналогично данным работы [6] и характеризуется изломом хода  $\Theta(x)/\Theta(x=0)$  при  $x \approx 0,7$ , связанным, по-видимому, с началом перехода при этом к одноподрешеточной магнитной структуре.

Электронная составляющая диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{э.л} = n^2$  вычислялась из измеренного коэффициента отражения

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}. \quad (1)$$

Это соотношение получаем, пренебрегая поглощением в формуле

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}. \quad (2)$$

Пренебрежение  $\kappa^2$  правомерно на участке слабой дисперсии  $R$ . Для исследуемых Li—Zn ферритов она наблюдается в интервале  $2000$ — $4000$   $\text{см}^{-1}$ . Это связано с тем, что выше  $2000$   $\text{см}^{-1}$  решеточные колебания, характеризующиеся резонансами при частотах  $405$ — $435$   $\text{см}^{-1}$  и  $580$ — $605$   $\text{см}^{-1}$  (рис. 2), в отражении уже не участвуют. Здесь оно обусловлено

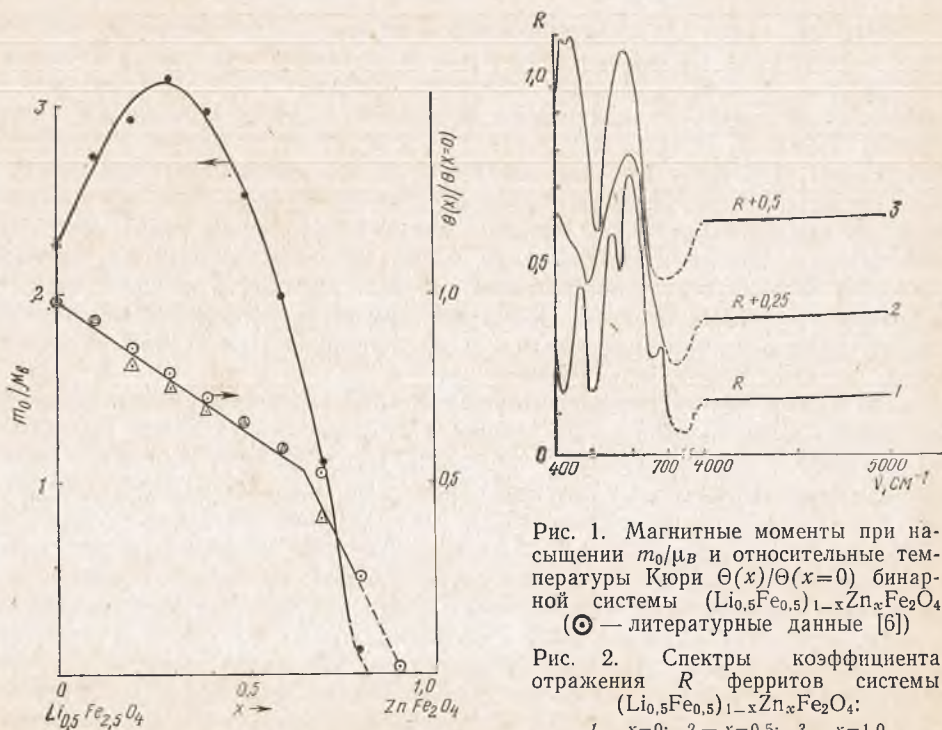


Рис. 1. Магнитные моменты при насыщении  $m_0/\mu_B$  и относительные температуры Кюри  $\Theta(x)/\Theta(x=0)$  бинарной системы  $(\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{0.5})_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$  (●) — литературные данные [6]

Рис. 2. Спектры коэффициента отражения  $R$  ферритов системы  $(\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{0.5})_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ : 1 —  $x=0$ ; 2 —  $x=0,5$ ; 3 —  $x=1,0$

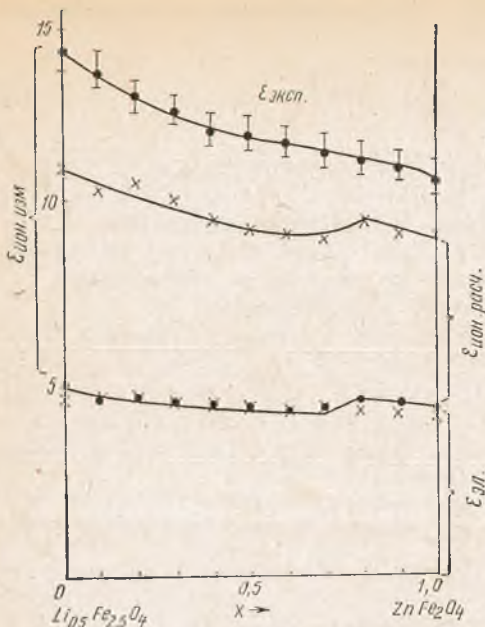


Рис. 3. Высокочастотная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{\text{эксп}}$  системы  $(\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5})_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$  и ее составляющие  $\epsilon_{\text{эл}}$  и  $\epsilon_{\text{эл.рассч.}}$ . Кружочки у кривой  $\epsilon_{\text{эл}}$  соответствуют значениям, определенным из коэффициента отражения, крестики — вычисленным по расчетной поляризуемости (см. рис. 4)

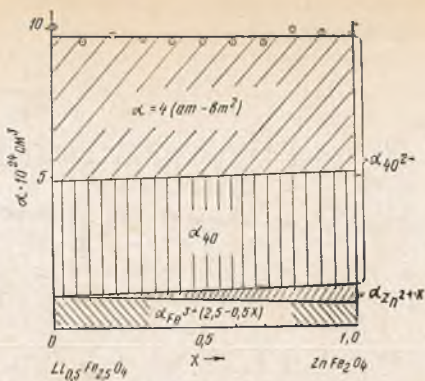


Рис. 4. Электронная поляризуемость  $\alpha$  одной формульной единицы (молекулы) в системе  $(\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5})_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$  и ее составляющие. Светлые кружочки в верхней части рисунка — экспериментальные значения  $\alpha$  «молекулы», темные — электронная поляризуемость четырех ионов кислорода, вычисленная по формуле (4). Заштрихованные участки — вычисленные поляризуемости катионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Zn}^{2+}$ , нейтральных атомов кислорода  $\alpha_{40}$  и валентных электронов  $\alpha = 4(am - bm^2)$ . Вклад ионов  $\text{Li}^+$  не показан ввиду малости

только электронной поляризуемостью ионов. Так как интервал  $2000-4000 \text{ см}^{-1}$  еще далек от собственных частот электронов в ионах, то  $R(\nu)$  здесь почти постоянен и величина  $\kappa$  мала.

Зависимость от состава  $\epsilon_{\text{эл}} = n^2$ , определенной по формуле (1), представлена на рис. 3. Уменьшение  $\epsilon_{\text{эл}}$  при замещении комплекса  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}^{3+}$  ионами  $\text{Zn}^{2+}$  мы связываем с уменьшением при этом количества обменных магнитных связей в решетке в результате уменьшения числа магнитоактивных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Количество косвенных обменных связей  $\text{Fe}^{3+}$  через ионы кислорода  $\text{O}^{2-}$  пропорционально числу нескомпенсированных по спину электронов катионов. Вычисление величины электронной поляризуемости  $\alpha$  ионов через среднее на один катион количество  $m$  нескомпенсированных спинов по эмпирической формуле [7]

$$\alpha = \alpha_0 + am - bm^2 \quad (3)$$

дает удовлетворительное объяснение поведения  $\alpha$  и  $n^2$  от состава в исследуемой системе (рис. 4), за исключением скачка  $\alpha$  при  $x \approx 0,7$ . При расчете  $\alpha$  по формуле (3) значение электронной поляризуемости ионов кислорода  $\alpha_0$  в чисто диамагнитной шпинели принято  $1,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ , прирост поляризуемости на один нескомпенсированный спин  $a = 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$  и  $b = 0,05 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ , как и в [7]. Скачок в ходе  $\alpha(x)$  при  $x \approx 0,7$  можно связать с резким уменьшением при этом энергии междоузельного обменного взаимодействия (формула (6)), о чем можно судить по резкому уменьшению температуры Кюри, начиная с  $x \approx 0,7$  (см. рис. 1).

Величины эффективной поляризуемости ионов кислорода  $\alpha_{\text{O}^{2-}}$  в исследуемых ферритах определяли из формулы Лорентц-Лоренца

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \sum_i N_i \alpha_i = \frac{4}{3} \pi [(N\alpha)_{\text{Li}^+} + (N\alpha)_{\text{Fe}^{3+}} + (N\alpha)_{\text{Zn}^{2+}} + N_{\text{O}^{2-}} \alpha_{\text{O}^{2-}}], \quad (4)$$

предполагая вклад катионов  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$  аддитивным и вычисляя его по Кирквуду

$$\alpha = \frac{4}{9Za_0} \left( \sum_{j=1}^{Z-1; (2; 3)} \langle r_j^2 \rangle \right)^2, \quad (5)$$

$\langle r_j^2 \rangle$  иона  $\text{Li}^+$  взяты из таблиц Банд и Тржасковской [8], для  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Zn}^{2+}$  вычислены нами по атомным волновым функциям, приведенным в работе Даутова и Ионова [9]. Вычисленные  $\alpha$  катионов составили:  $\text{Li}^+$  —  $0,02 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>,  $\text{Fe}^{3+}$  —  $0,41 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>,  $\text{Zn}^{2+}$  —  $0,49 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>. Количество ионов данного сорта  $N_i$  определяли по заданному химическому составу и измеренной постоянной кристаллической решетки.

Зависимость от состава  $\alpha_{\text{O}^{2-}}$ , отложенная от уровня суммарной поляризуемости катионов, дана на рис. 4. Видно, что сумма  $4\alpha_{\text{O}^{2-}}$  и  $\alpha$  катионов совпадает с экспериментальным значением  $\alpha$  одной формульной единицы шпинели. Это свидетельствует о корректности подсчета  $\alpha$  катионов,  $\alpha_{\text{O}^{2-}}$ , приходящаяся на один нескомпенсированный спин, определенная из зависимости  $\alpha_{\text{O}^{2-}}(m)$ , равна  $0,5 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>.

Оценку порядка величины поляризуемости за счет установления одной магнитной обменной связи  $\alpha_{m'=1}$  можно сделать, используя соотношение между числом этих связей  $m'$  и поляризуемостью  $\alpha = \alpha_{m'=1} \cdot m'$  [7] и вычисляя  $m'$  через тепловую энергию в точке Кюри  $k\Theta$ , обменный интеграл  $j_{ab}$  между ближайшими магнитными соседями, расположенными в разных подрешетках, и суммарными нескомпенсированными спинами  $S_a$  и  $S_b$  ионов в этих подрешетках по Джилео [10]:

$$\alpha = \frac{3}{2} \alpha_{m'=1} \frac{k\Theta}{|j_{ab}| |S_a| |S_b|}. \quad (6)$$

Для  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$   $\Theta = 918$  К,  $\alpha$  валентных электронов на 4 иона равна  $5,2 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>,  $|S_a| = 5/2$ ,  $|S_b| = 1,5 \cdot 5/2$ .  $I_{ab}$ , определенный в работе [11], составляет 30 К · к. Тогда  $\alpha_{m'=1} = 2\alpha |I_{ab}| |S_a| |S_b| / 12k\Theta = 0,3 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>.

Ионную составляющую  $\epsilon$  определяли как разность между величиной  $\epsilon$ , измеренной при 77 К на частоте 17 МГц, и  $\epsilon_{\text{эл}} = n^2$ . При 77 К на частотах от 10 до 300 МГц  $\epsilon$  исследуемых ферритов от частоты не зависит и по смыслу представляет собой статическую диэлектрическую проницаемость непроводящего кристалла, так как составляющие поляризации, связанные с квазисвободными носителями заряда, при этом «вымораживаются». Как и  $\epsilon_{\text{эл}}$ ,  $\epsilon_{\text{ион}}$  уменьшается с ростом степени диамагнитного разбавления (см. рис. 3). Это уменьшение, как показывает вычисление  $\epsilon_{\text{ион}}$  по Сигети, обусловлено в основном уменьшением при этом электронной поляризуемости и, как следствие,  $\epsilon_{\text{эл}}$ . Это связано с тем, что входящие в формулу Сигети

$$\epsilon_{\text{ион}} = \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \frac{\pi (q^*)^2 N_A \rho}{\omega_0^2 M_K M_{\text{O}^{2-}}} \quad (7)$$

плотность кристалла  $\rho$ , средняя частота собственных колебаний  $\omega_0^2$  тетраэдрически и октаэдрически связанных ионов и средняя масса катионов  $M_K$  хотя и изменяются в зависимости от состава значительно, но так, что изменение их практически взаимно компенсируется. Тогда изменение  $\epsilon_{\text{ион}}$  от  $x$  может быть обусловлено только изменением  $n^2$  и эффективного ионного заряда. Положив  $q^* = 2,286$  заряда электрона, т. е. предположив чисто ионную связь в исследуемых шпинелях с зарядами ионов, кратными заряду электрона ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{O}^{2-}$ ), получаем, что при  $n^2 = 5,153 = \text{const}$ , расчетная  $\epsilon_{\text{ион}}$   $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$  равна 6,015, а  $(\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5})_{0,3}\text{Zn}_{0,7}\text{Fe}_2\text{O}_4$  — 5,841. Таким образом, уменьшение  $\epsilon_{\text{ион}}$  расчетного при изменении  $x$  от 0 до 0,7 и в предположении о постоянстве  $n$  и  $q^*$  составляет 2,88 %. Реальное уменьшение  $\epsilon_{\text{ион}}$  при этом равно 21,5 %. Если же при расчете  $\epsilon_{\text{ион}}$  по Сигети применять  $n^2$  экспериментальное, падающее с ростом  $x$ , то уменьшение  $\epsilon_{\text{ион}}$  при изменении  $x$  от 0 до 0,7 составит 23,6 %, что близко к экспериментальному. Естественно, что  $q^*$

не равен тому предельному значению, которое принято при расчете  $\epsilon_{\text{ион}}$ , и меняется в зависимости от состава. Есть основания полагать, что он увеличивается при диамагнитном разбавлении [12], что будет замедлять падение  $\epsilon_{\text{ион}}$  при росте  $x$  в исследуемых ферритах, и тогда расчетное уменьшение будет меньше 23,6%. Однако для обсуждения влияния  $q^*$  на  $\epsilon_{\text{ион}}$  нужно независимое определение  $q^*$ .

Полученные результаты позволяют заключить, что основной мотив поведения электронной и ионной составляющих  $\epsilon$  в бинарной системе литий-цинковых ферритов (падение  $\epsilon$  при переходе от феррита лития к ферриту цинка) связан с уменьшением числа обменных магнитных связей в результате диамагнитного разбавления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rezleski N., Luca Emil.—Bul. Inst. politehn. Jasi, 1977, Sec. 1, v. 23, № 1—2, p. 109.
2. Левин Б. Е., Третьяков Ю. Д., Летюк Л. М. Физико-химические основы получения, свойства и применения ферритов.—М., 1979.
3. Сафантьевский А. П. Полукристаллические феррошпинели СВЧ. Современное состояние и перспективы развития: Обзоры по электронной технике. Сер. 6, Материалы, 1979, вып. 9 (670).
4. Виноградов Е. А., Ирсова Н. А., Леонов Ю. С., Урсуляк Н. Д.—Электронная техника. Сер. 1, электроника СВЧ, 1981, вып. 5 (329), с. 63.
5. Жиляков С. М., Иволга В. В., Мальцев В. И., Найден Е. П.—ФТТ, 1977, т. 19, вып. 10, с. 3108.
6. Patton C. E., Edmondson C. A. and Liu Y. H.—J. Appl. Phys., 1982, v. 53, № 3, Part. II, p. 2431.
7. Данилькевич М. И.—Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1983, № 3, с. 62.
8. Банд И. М., Тржасковская М. Б. Таблицы собственных значений энергий электронов, плотностей вблизи нуля и средних значений в самосогласованных полях атомов и ионов,  $2 \leq Z \leq 52$ .—Л., 1974.
9. Даутов Л. М., Ионов С. П. Таблицы атомных волновых функций.—Алма-Ата, 1974.
10. Gilleo M. A.—J. Phys. Chem. Solids, 1960, v. 13, № 2, p. 33.
11. Пахомова Н. Л., Козлов В. А.—Изв. вузов, физика, 1982, т. 25, № 11, с. 54.
12. Данилькевич М. И., Литвинович Г. В.—ФТТ, 1978, т. 20, № 8, с. 2509.

Поступила в редакцию  
12.12.83.

Кафедра физики твердого тела

УДК 535.37

В. А. ГАЙСЕНКО, Г. Н. СИЦКО, В. И. ЗУБКО

### К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ АБСОЛЮТНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Определение абсолютной ориентации дипольных моментов переходов относительно молекулярных осей является важной задачей спектроскопии многоатомных молекул [1, 2]. Для ее решения чаще всего используют поляризационные измерения характеристик поглощения и люминесценции молекул в ориентированных средах (растянутые пленки, жидкие кристаллы, и т. п.). В настоящее время наиболее разработанными являются методы анализа дихроизма в таких системах [3—5], позволяющие устанавливать ориентацию осциллятора поглощения. При этом необходимо знать не более двух параметров, определяющих ориентацию молекул в пленке [5]. В случае люминесценции активированных одноосных сред число ориентационных параметров, определяющих поляризацию свечения, увеличивается до пяти [6]. Количественный анализ таких измерений оказывается, во-первых, весьма громоздким и, во-вторых, требует для определения ориентационных параметров большего числа дополнительных измерений, чем метод дихроизма поглощения. В связи с этим поляризационные исследования люминесценции ориентированных сред чаще всего используют для качественного анализа [1, 2]. Количественные результаты обычно получают лишь в рамках простейших моделей ориентации молекул и расположения осцилляторов [7, 8]. Попытка