

01;05;09

К теории поглощения электромагнитного излучения сильно неоднородными двухкомпонентными системами

© С.О. Гладков

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН,
117977 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 апреля 1997 г. В окончательной редакции 18 января 1999 г.)

Вычислен коэффициент диэлектрической проницаемости композитного соединения, представляющего собой смесь диэлектрической матрицы с макроскопическими магнитными включениями. Показано, что тангенс диэлектрических потерь в таком веществе является сложной функцией их концентрации x и найден вид этой функции. Определена зависимость максимума поглощения от x и доказано, что максимум проявляется только при наличии инородных включений. Найдены условия существования максимума поглощения в двух наиболее интересных физических случаях. Предложена методика вычисления компонент тензора деполяризации для композита, представляющего собой тонкую пленку.

Исследование свойств сложных композитных соединений в последнее время вызывает большой интерес по ряду причин. Первая и главная с физической точки зрения причина заключается в том, что такие соединения имеют аномальные свойства по сравнению с "обычными", однородными по составу веществами. В частности, некоторые физические параметры, скажем, теплопроводность κ (см., например, [1–4]), благодаря ее сильной зависимости от концентрации x примесной дисперсной фазы имеют не совсем обычные температурные зависимости, которые проявляются лишь в тех случаях, когда κ проходит через экстремумы. Другой причиной является то, что подобные соединения могут оказываться (и оказываются!) значительно более дешевыми, чем однородные структуры, при условии, что композит по ряду физических показателей и в диапазоне заданных параметров (температуры, частоты приложенного поля и т. д.) идентичен (или превосходит) однородным веществам.

В настоящей работе будет исследован композит, матрица которого представляет собой диэлектрик (скажем, полипропилен), а в качестве примесной фазы мы выберем макроскопические магнитные частицы. Далее будут вычислены диэлектрическая проницаемость и важный в практическом отношении тангенс диэлектрических потерь в зависимости от частоты приложенного электрического поля, концентрации магнитной фазы x и температуры T .

Пусть композит представляет собой очень тонкую пленку. Переменное электрическое поле направлено вдоль плоскости пленки по оси z (рис. 1). Для того чтобы определить диэлектрическую проницаемость такой среды, поступим следующим образом. Поскольку вектор электрической индукции \mathbf{D} может быть найден из соотношения $\mathbf{D} = -\delta F / \delta \mathbf{E}_1$, где F — свободная энергия единицы объема композита, \mathbf{E}_1 — электрическое поле внутри композита, то в пренебрежении взаимодействием между основной матрицей и примесями имеем

$$F = (1-x)F_0 + xF_1, \quad (1)$$

где F_0 — свободная энергия диэлектрической матрицы, F_1 — свободная энергия магнитных частиц.

Следовательно, компоненты вектора электрической индукции есть

$$D_\alpha = (1-x)D_{0\beta} \partial E_{0i\beta} / \partial E_{i\alpha} + xD_{1\beta} \partial E_{1i\beta} / \partial E_{i\alpha}, \quad (2)$$

где индексы $\alpha, \beta = x, y, z$, \mathbf{D}_1 — электрическая индукция внутри магнитных частиц; \mathbf{D}_0 — индукция в чистом диэлектрике (в основной матрице); под повторяющимся греческим индексом здесь и везде далее подразумевается суммирование.

Чтобы вычислить производные, входящие в выражение (2), поступим следующим образом. Представим внутренние поля E_{0i} и E_{1i} в виде

$$\mathbf{E}_{0i} = \mathbf{E} + 4\pi\alpha_0 \mathbf{E}_{0i}(N_0 - L_0),$$

$$\mathbf{E}_{1i} = \mathbf{E} + 4\pi\alpha_1 \mathbf{E}_{1i}(N_1 - L_1), \quad (3)$$

где N_0, N_1 — коэффициенты тензора деполяризации, зависящие от формы тел; коэффициенты $L_{0,1}$ определены соотношением $E_{0,1L} = 4\pi L_{0,1} \mathbf{P}_{0,1}$, где $\mathbf{E}_{0,1L}$ — поле Лоренца, $\alpha_{0,1}$ — коэффициенты поляризуемости обеих фаз (диэлектрической и магнитной).

Аналогичное соотношение имеем и для "общего" поля \mathbf{E}_i

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E} + 4\pi\alpha \mathbf{E}_i(N - L). \quad (4)$$

Здесь N — коэффициенты тензора деполяризации всего композита, а коэффициенты L определены соотношением

$$\mathbf{E}_L = 4\pi\alpha L \mathbf{E}_i.$$

Теперь, как следует из выражений (3) и (4), находим

$$\begin{aligned} \partial E_{0i\beta} / \partial E_{i\alpha} &= (\partial E_{0i\beta} / \partial E_\gamma) (\partial E_\gamma / \partial E_{i\alpha}) \\ &= [1 + (\varepsilon - 1)(L - N)] / [1 + (\varepsilon_0 - 1)(L_0 - N_0)], \quad (5) \end{aligned}$$

$$\partial E_{1i\beta} / \partial E_{i\alpha} = (1 + (\varepsilon - 1)(L - N)) / (1 + (\varepsilon_1 - 1)(L_1 - N_1)), \quad (6)$$

Далее, поскольку

$$\mathbf{D}_0 = \varepsilon_0 \mathbf{E}_{0i}, \quad \mathbf{D}_1 = \varepsilon_1 \mathbf{E}_{1i}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}_i,$$

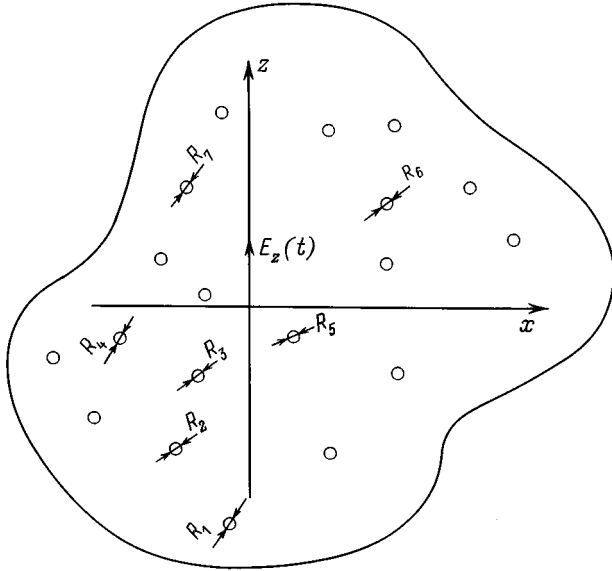


Рис. 1. Геометрическое расположение осей координат и приложенного электрического поля.

то, согласно (2) и (3), получаем уравнение на ε

$$\varepsilon = [(1-x)\varepsilon_0 / (1+(\varepsilon_0-1)(L_0-N_0))]^2 + x\varepsilon_1 / (1+(\varepsilon_1-1)(L_1-N_1))^2 [1 + (\varepsilon-1)(L-N)]^2.$$

Решая его относительно ε , находим

$$\varepsilon = (1 - 2\zeta(L-N)(1+N-L)) / 2\zeta(L-N)^2 - \{[(1-2\zeta(L-N)(1+N-L)) / 2\zeta(L-N)^2]^2 - (1+N-L)^2 / (L-N)^2\}^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$\zeta = (1-x)\varepsilon_0 / (1+(\varepsilon_0-1)(L_0-N_0))^2 + x\varepsilon_1 / (1+(\varepsilon_1-1)(L_1-N_1))^2. \quad (8)$$

Пусть магнитные включения представляют собой сферы радиуса R . Тогда $L_1 = N_1 = 1/3$, и выражение (8) существенно упростится

$$\zeta = (1-x)\varepsilon_0 / (1+(\varepsilon_0-1)(L_0-N_0))^2 + x\varepsilon_1. \quad (9)$$

Из соотношения (7) видно, что в предельных случаях, а именно когда образец чисто магнитный или частично диэлектрический, получаем естественные выражения $\varepsilon = \varepsilon_1$ и $\varepsilon = \varepsilon_0$.

Формула (7) позволяет вычислить зависимость ε от частоты ω приложенного электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t)$, где \mathbf{E}_0 — амплитуда поля. С этой целью положим, что

$$\varepsilon_0 = 1 + i\varepsilon_0'', \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''.$$

Очень громоздкие, но несложные алгебраические выкладки приводят нас к следующим выражениям для ε' и ε'' :

$$\varepsilon' = \{\zeta_1 + 2a(a-1)(\zeta_1^2 + \zeta_2^2) - \zeta_1[d_1 + (d_1^2 + d_2^2)^{1/2}]^{1/2} / \sqrt{2} - \zeta_2[(d_1^2 + d_2^2)^{1/2} - d_1]^{1/2} / \sqrt{2}\} / 2a^2(\zeta_1^2 + \zeta_2^2), \quad (10)$$

$$\varepsilon'' = \{\zeta_2[d_1 + (d_1^2 + d_2^2)^{1/2}]^{1/2} - \zeta_1[(d_1^2 + d_2^2)^{1/2} - d_1]^{1/2} - \zeta_2\sqrt{2}\} / 2\sqrt{2}a^2(\zeta_1^2 + \zeta_2^2), \quad (11)$$

где

$$d_1 = 1 + 4a(a-1)\zeta_1, \quad d_2 = 4a(a-1)\zeta_2,$$

$$\zeta_1 = x + (1-x)A/C, \quad \zeta_2 = (1-x)B/C + x\varepsilon_0'',$$

$$A = \varepsilon_0''[(1-b+b\varepsilon_0')^2 - b^2(\varepsilon_0'')^2] + 2b(\varepsilon_0'')^2(1-b+b\varepsilon_0'),$$

$$B = \varepsilon_0''[(1-b+b\varepsilon_0')^2 - b^2(\varepsilon_0'')^2] - 2b\varepsilon_0'\varepsilon_0''(1-b+b\varepsilon_0'),$$

$$C = [(1-b+b\varepsilon_0')^2 - b^2(\varepsilon_0'')^2]^2 + 4b^2(\varepsilon_0'')^2(1-b+b\varepsilon_0')^2,$$

$$a = L-N, \quad b = L_0-N_0, \quad A > 0, \quad \zeta_1 > 0, \quad C > 0. \quad (12)$$

Согласно формулам (11) и (12) легко вычислить $\operatorname{tg} \delta$. В самом деле, поскольку при любых частотах имеет место неравенство $d_1 \gg d_2$, то находим

$$\operatorname{tg} \delta = \varepsilon'' / \varepsilon' = (xB + (1-x)\varepsilon_0'') / (xA + (1-x)C) \times (1 + 4a(a-1)\zeta_1)^{1/2}. \quad (13)$$

Формула (13) может быть еще больше упрощена, если предположить, что композит представляет собой очень тонкую пленку. В этом случае $N_0 = 1$, $L_0 = 0$ и, значит, $a = 1$, поэтому

$$\operatorname{tg} \delta = [xB + (1-x)\varepsilon_0''] / [xA + (1-x)C]. \quad (14)$$

Как видно из полученного соотношения, $\operatorname{tg} \delta$ не имеет экстремумов по концентрации x магнитных включений.

Рассмотрим случай, когда b мало или $b = 0$ (немного ниже коэффициенты b будут вычислены точно.) Тогда

$$\operatorname{tg} \delta = [(1-x)\varepsilon_0'' + x\varepsilon_1''] / [(1-x)\varepsilon_0' + x]. \quad (15)$$

Подставляя сюда значения

$$\varepsilon_1'' = \omega\tau_1 / (1 + \omega^2\tau_1^2), \quad \varepsilon_0'' = |\varepsilon_0|\omega\tau_0 / (1 + \omega^2\tau_0^2),$$

$$\varepsilon_0' = |\varepsilon_0| / (1 + \omega^2\tau_0^2),$$

находим

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{[(1-x)\tau_0 s(1+s^2) / \tau_1 + xs(1+s^2\tau_0^2 / \tau_1^2)]}{(1+s^2)[x(1+s^2\tau_0^2 / \tau_1^2) + (1-x)|\varepsilon_0|]}, \quad (16)$$

где $s = \omega\tau_1$.

Итак, из выражения (16) следует, что при учете частотной зависимости тангенс диэлектрических потерь имеет

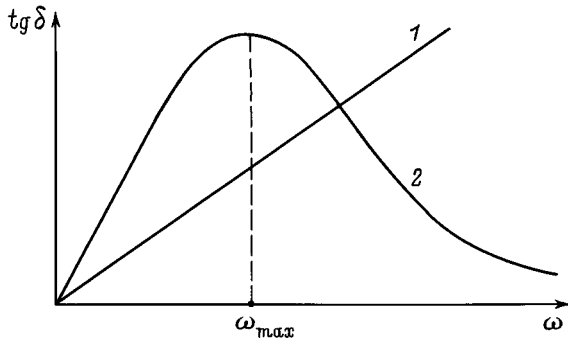


Рис. 2. Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты приложенного переменного электрического поля в двух физических случаях: 1 — однородное (однофазное) вещество, 2 — двухфазная структура.

резко выраженный максимум на определенной частоте. Заметим, что $\text{tg } \delta$ совершенно однородного вещества равен, как и следовало ожидать, просто $\omega\tau_0$. Качественно отличие между поглощательными способностями композита и однородной диэлектрической среды наглядно показано на рис. 2.

Чтобы найти частоту экстремума, следует решить кубическое уравнение вида

$$y^3 + A_1y^2 + 3B_1y - 3C_1 = 0, \quad (17)$$

где

$$y = s^2, \quad A_1 = (9R_1/R_2) - 1 - R_0/R_3,$$

$$B_1 = (R_1R_0/R_2R_3) + (R_1/R_2) - R_0/R_3, \quad C_1 = R_0R_1/R_2R_3,$$

$$R_0 = (1-x)|\varepsilon_0| + x, \quad R_1 = (1-x)q + x,$$

$$R_2 = 3(xq^2 + (1-x)q), \quad R_3 = xq^2, \quad q = \tau_0/\tau_1. \quad (18)$$

Уравнение (17) имеет единственное (так как $y > 0$!) решение, которое определено условием

$$A < 0. \quad (19)$$

Из (19) и (12) находим следующее неравенство:

$$x^2g_1 + 2xg_2 - |\varepsilon_0| < 0, \quad (20)$$

где

$$g_1 = (q-1)(|\varepsilon_0| - 1 - q^2 - 3q),$$

$$g_2 = q^2 - 0.5q|\varepsilon_0| + 0.5.$$

Если $g_1 > 0$, что достигается условиями (21) или (22), то

$$1 < q < (|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5, \quad (21)$$

где $|\varepsilon_0| > 5$, или

$$(|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5 < q < 1, \quad (22)$$

где необходимо, чтобы выполнялось неравенство $1 < |\varepsilon_0| < 5$.

При выполнении условий (21) и (22) концентрация магнитных добавок удовлетворяет неравенству

$$x < [(g_2^2/g_1^2) + |\varepsilon_0|/g_1]^{1/2} - g_2/g_1. \quad (23)$$

Если $g_1 < 0$, что достигается в отличие от (21) и (22) иной "игрой" заданных (точно вычисляемых!) времен τ_0 и τ_1 , то получаем

$$0 < q < (|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5, \quad q < 1, \quad (24)$$

или

$$q > 1, \quad q > (|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5. \quad (25)$$

Система неравенств (24) в реальных условиях не выполняется (только если $|\varepsilon_0| = 1$). Поэтому остается единственная возможность

$$q > (|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5. \quad (26)$$

Приведенному неравенству соответствуют концентрации

$$x > [(g_2^2/g_1^2) + |\varepsilon_0|/g_1]^{1/2} - g_2/g_1. \quad (27)$$

Оценим численно правую часть неравенств (23) и (27). Полагая, что q порядка единицы, найдем $g_1 \sim 1$, $g_2 \sim -|\varepsilon_0|$ и в результате получим две возможности: либо x больше, либо меньше $2|\varepsilon_0|$. Реальности соответствует только $x < 2|\varepsilon_0|$. И значит, должно быть

$$x < 1. \quad (28)$$

Согласно (23), при выполнении условий (21) и (22) находим

$$x < x_0,$$

где $x_0 = [(g_2^2/g_1^2) + |\varepsilon_0|/g_1]^{1/2} - g_2/g_1$.

Запишем данное неравенство в раскрытом виде

$$\tau_1 < \tau_0 < [(|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5]\tau_1, \quad \text{если } (|\varepsilon_0| > 5), \quad (29)$$

$$[(|\varepsilon_0| + 5/4)^{1/2} - 1.5] \tau_1 < \tau_0 < \tau_1, \quad \text{если } (1 < |\varepsilon_0| < 5), \quad (30)$$

Надо заметить, что в принципе неравенствам (29) и (30) можно удовлетворить, подобрав соответствующие магнитные и диэлектрические вещества. Что касается магнитных структур, то при $T < T_c$, где T_c — температура магнитного фазового перехода (а речь идет именно об этих температурах), времена τ_1 определяются а) магнон-магнонным, б) магнон-фононным и 3) фонон-фононным механизмами релаксаций [5–8]. В различных температурных интервалах будет преобладать какой-либо один механизм. Что касается диэлектрика, то здесь время релаксации τ_0 должно определяться по релаксации поляризации P . Надо заметить, что если речь идет о фононном механизме релаксации и в диэлектрике и в магнетике, то качественно поведение времен τ_1 и τ_0 оказывается одинаковым, а количественно различается. Последнее связано с тем, что константы взаимодействия между фононами в диэлектрике и магнетике сильно

различаются, поскольку зависят от симметрии вещества. Если выбрать этот механизм как основной, то q будет равно просто отношению соответствующих стрикционных констант K_1 и K_2 , т.е.

$$q = K_2/K_1. \quad (31)$$

Таким образом, условие $q \sim 1$ вполне реальное. Если же, напротив, в магнетике преобладает магнотонный механизм взаимодействия ($\tau_{1\text{magn}} < \tau_{1\text{phon}}$), то реализуется неравенство $\tau_1 < \tau_2 < [(\varepsilon_{20} + 5/4)^{1/2} - 1.5]\tau_1$ и $|\varepsilon_0| > 5$ (см. (29)). В этом случае $\text{tg } \delta$ имеет резко выраженный максимум. При нарушении неравенства (29) максимум поглощения отсутствует и $\text{tg } \delta$ линейно растет с частотой.

Рассмотрим теперь частный случай: пусть $b = 0$ (он достигается если $L_0 = N_0$). Выражение для $\text{tg } \delta$ при этом (см. формулу (14)) сильно упрощается, и с учетом (12) находим

$$\text{tg } \delta = [(1-x)\varepsilon_0'' + x\varepsilon_1'']/[x + (1-x)\varepsilon_0']. \quad (32)$$

Анализ формулы (32) весьма прост, если $(1-x)\varepsilon_0'' \gg x\varepsilon_1'$ (что можно реализовать, например, при малых концентрациях магнитной фазы).

Положив

$$\varepsilon_0'' = |\varepsilon_0|\omega\tau_0/(1 + \omega^2\tau_0^2), \quad \varepsilon_1'' = \omega\tau_1/(1 + \omega^2\tau_1^2), \\ \varepsilon_0' = |\varepsilon_0|/(1 + \omega^2\tau_0^2),$$

находим

$$\text{tg } \delta = [|\varepsilon_0|(1-x)\omega\tau_0]/[(1-x)|\varepsilon_0| + x(1 + \omega^2\tau_0^2)]. \quad (33)$$

Экстремум этой функции локализован при

$$\omega = \omega_{\text{max}} = [1 + (1-x)|\varepsilon_0|/x]^{1/2}/\tau_0. \quad (34)$$

Для определенной (заданной) частоты внешнего поля концентрация магнитной фазы, соответствующая области максимума поглощения, определяется, согласно (34), уравнением

$$x_{\text{opt}} = |\varepsilon_0|/(\omega^2\tau_0^2 + |\varepsilon_0| - 1). \quad (35)$$

Кратко резюмируя проведенный анализ, следует отметить, что поглощение электромагнитных излучений диэлектрическими композитами можно регулировать при помощи добавки в основную матрицу магнитных, металлических и других инородных веществ. Здесь следует обратить особое внимание на то, что в случае металлических включений диапазон оптимального поглощения электромагнитных излучений должен смещаться в сторону меньших длин волн. Последнее определяется тем, что, как правило, времена релаксаций в электронной подсистеме значительно короче, чем в магнотонной и фононной (см., например, [9]), и, следовательно, происходит иерархическое смещение максимума поглощения в область больших частот.

Вычисление коэффициентов деполяризации

Рассмотрим вопрос о вычислении коэффициентов деполяризации N_0 (коэффициентов b) в практически важном случае, когда диэлектрик представляет собой пленку, а инородные включения можно рассматривать как поры. Предположим (рис. 3), что геометрия расположения сферических пор представляет собой аксиально-симметричную "дисковую" фигуру, т.е. вдоль оси z поры располагаются по концентрическим окружностям, причем в центре окружности поры нет. Для такой симметричной фигуры вычислим N_0 . Согласно определению компонент тензора деполяризации [10], имеем

$$N_{ik} = (1/4\pi) \int (\partial^2/\partial x_i \partial x_k)(1/r) dV \\ = (1/4\pi) \iint_S (\partial/\partial x_i)(1/r) dS_k. \quad (36)$$

Начнем вычисления с N_{zz} . Запишем N_{0zz} в виде

$$N_{0zz} = (1/4\pi) \iint dx dy \int_{-\delta}^{\delta} (\partial^2/\partial z^2)(1/r) dz. \quad (37)$$

Чтобы найти внутренний интеграл, представим себе одномерную структуру и схематически изобразим ее в соответствии с рис. 4, где сферы (поры считаем сферами с некоторым разбросом по размерам) условно обозначены двумя поперечными черточками, расстояние между которыми $2x$. Расстояние между соседними

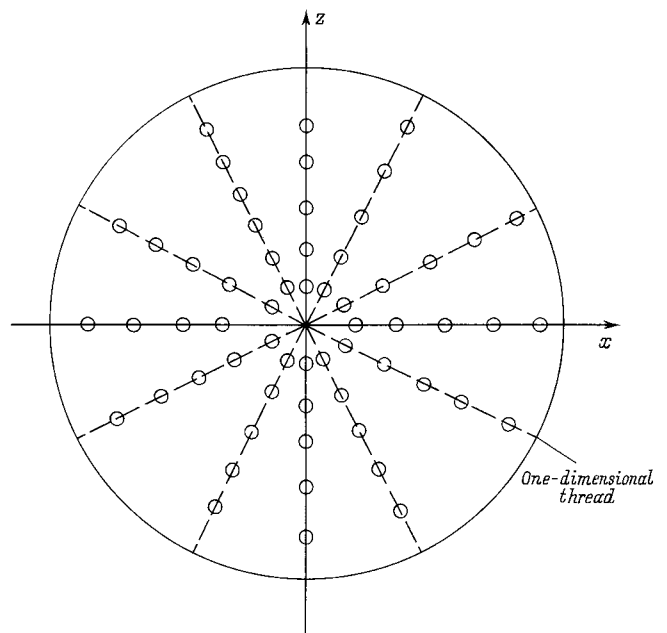


Рис. 3. Схема дисковой структуры пор. Концентрические окружности лежат в плоскости $y - z$.

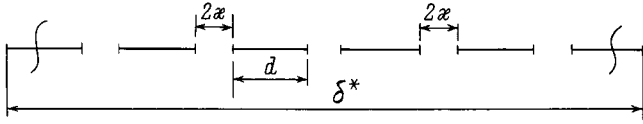


Рис. 4. Условное изображение сферических пор в виде линейных пробелов.

черточками d . Если длина такой нити δ^* , то, как легко понять, полное количество пустот есть

$$n_{\max} = (\delta^* - x)/(d + 2x). \quad (38)$$

Далее, поскольку концентрация $x = x(1 + 2n_{\max})/\delta^*$, а $1 - x = dn_{\max}/\delta^*$, то с учетом (38) находим зависимость между d и x

$$x = xd/2(1 - x). \quad (39)$$

С учетом сказанного внутренний интеграл запишется так:

$$J_{in} = -z/r^3 \Big|_{-\delta^*/2}^{\delta^*/2} = - \int_x^{d+x} (\partial/\partial z)(z/r^3) dz - \int_{d+3x}^{2d+3x} (\partial/\partial z)(z/r^3) dz - \dots$$

(члены с заменой $d \Rightarrow -d$, $x \Rightarrow -x$). При малых концентрациях магнитной фазы вплоть до значений $x \leq 1/2$ можно разложить получающиеся в результате интегрирования функции по степеням x . В результате находим

$$N_{0zz} = (1/4\pi) \int_{-M}^M dx dy \left\{ 2x/(x^2 + y^2 + x^2)^{3/2} + 4x \sum_{n=1}^{n_{\max}} (x^2 + y^2 + n^2 d^2)^{-3/2} \right\}. \quad (40)$$

Переходя здесь к полярным координатам, получим

$$N_{0zz} = (x/2) \left\{ -(\rho^2 + x^2)^{-1/2} - 2 \sum_{n=1}^{n_{\max}} (\rho^2 + n^2 d^2)^{-1/2} \right\} \Big|_0^M. \quad (41)$$

Разбив радиальные нити на области

$$\rho \in [0; d_1 + x] \cup [d_1 + 3x; 2d_1 + 3x] \cup [2d_1 + 5x; 3d_1 + 5x] \cup \dots,$$

где $d_1 = \sqrt{2d}$ и

$$N_{\max} = (M - x)/(d_1 + 2x), \quad (42)$$

в результате (так же, как и выше), разлагая выражение (41) по степеням x , получаем приблизительно

$$N_{0zz} = 1 - 5x^2/2d_1^2 \sum_{N=1}^{N_{\max}} [1/Nd - 2d_1x/(d_1^2 + N^2d^2)^{3/2}].$$

Подставляя сюда (39) и учитывая, что $d_1 = \sqrt{2d}$, получаем окончательно

$$N_{0zz} = 1 - 5x^2/16(1 - x)^2 + \{x/2(1 - x)\} \sum_{N=1}^{N_{\max}} 1/N. \quad (43)$$

Нам осталось только оценить сумму членов расходящегося гармонического ряда. Приблизительно имеем

$$\sum (1/N) = N_{\max} \ln N_{\max}$$

и с учетом (42) и (39) найдем

$$N_{0zz} = 1 - 5x^2/16(1 - x)^2 + [x^2 \ln(x/2)]/4(1 - x). \quad (44)$$

Что касается компонент $N_{0xx} = N_{0yy}$, то для них имеем

$$N_{0xx} = N_{0yy} = (1 - N_{0zz})/2 = 5x^2/32(1 - x)^2 - [x^2 \ln(x/2)]/8(1 - x). \quad (45)$$

Итак, полученные формулы отвечают на поставленный вопрос о зависимости коэффициента b от концентрации свободных объемов. Здесь следует еще раз особо подчеркнуть, что чисто формально магнитные макроскопические добавки заменены свободными объемами. Заметим, что в наших обозначениях $b = N_{0xx}$.

Из формулы (45) видно, что зависимость коэффициентов b от концентрации магнитной фазы при малых x весьма слабая (пропорциональная x^2), но тем не менее функциональное поведение $\text{tg } \delta$ при учете зависимости $b(x)$ становится очень сложным и его схематическое поведение можно представить в соответствии с рис. 5. Надо заметить, что такое нестандартное поведение $\text{tg } \delta$ присуще любой двухкомпонентной структуре, когда в основную матрицу добавлено инородное вещество с

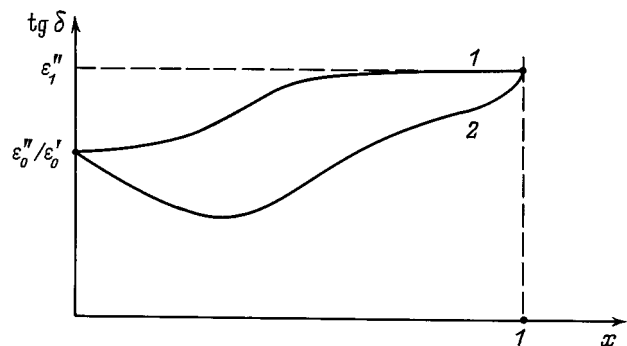


Рис. 5. Зависимость $\text{tg } \delta$ от концентрации магнитной фазы в двух реальных случаях: 1 — N_2 не зависит от x , 2 — N_2 есть функция x .

концентрацией x , причем это вещество — не диэлектрическое!

Вычисление диэлектрической проницаемости в той форме, в которой оно было проведено выше, на самом деле не исчерпывает возможностей применения других формул для нахождения ϵ . В частности, с помощью метода неравновесной матрицы плотности мы можем определить коэффициент поляризации α , а значит, и ϵ . В самом деле,

$$\alpha_{ik}(\omega) = \int \langle [d_i(0, x_1), d_k(t, x_2)] \rangle \times \exp(i\omega t) d^3x_1 d^3x_2 dt / \hbar V^3, \quad (46)$$

где $d_i(t, x)$ — оператор дипольного момента атома; квадратные скобки, как обычно, означают коммутатор, а угловые — усреднение по равновесной матрице плотности.

Что касается прямого вычисления приведенного выражения, то оно довольно сложно (см., например, работы [2,3], в которых при помощи формулы Кубо вычислялась теплопроводность), и не может быть найдено в общем виде. Однако в простых частных случаях эта формула "работает", и, если задаться определенным видом оператора \mathbf{d}_i и гамильтонианом взаимодействия различных подсистем, то ее можно упростить и довести расчеты до логического конца. В пренебрежении взаимодействием между обеими фазами (здесь надо заметить, что на самом деле фаз может быть любое количество [3,11], но при этом необходимо будет провести некоторую модификацию нижеследующей формулы) — диэлектрической и магнитной — формула (46) может быть переписана иначе, а именно

$$\alpha_{ik}(\omega) = x \int_{V_1} \langle [d_{1i}(0), d_{1k}(t)] \rangle \exp(i\omega t) dt / \hbar V + (1-x) \int_{V_0} \langle [d_{2i}(0), d_{2k}(t)] \rangle \exp(i\omega t) dt / \hbar V, \quad (47)$$

где уже фигурируют операторы дипольного момента \mathbf{d}_1 и \mathbf{d}_2 , соответствующие этим двум фазам; $x = V_1/V$, $1-x = V_0/V$, $V_1 + V_0 = V$, где V_1 — объем магнитной фазы, V_0 — диэлектрической части основной матрицы.

Заключение

Вычисленная выше диэлектрическая проницаемость двухфазных систем (диэлектрик+макроскопические магнитные частицы) позволяет предсказать ряд особенностей поглощения внешнего электромагнитного излучения подобными веществами.

1. $\text{tg } \delta$ таких структур имеет резко выраженный максимум, который определяется только концентрацией примесной фазы x (если $x = 0$, максимум отсутствует),

причем области локализации максимума поглощения соответствует определенный диапазон длин волн.

2. В подобных композитах коэффициенты деполяризации начинают сильно зависеть от концентрации примесной фазы.

3. Эти композиты (с определенной концентрацией x) могут применяться в целях защиты от определенного вида электромагнитного излучения из заданного частотного интервала.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № РФФИ-96-03-03237.

Список литературы

- [1] Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л., 1974.
- [2] Gladkov S.O. // Physica B. 1990. Vol. 167. P. 159–174.
- [3] Gladkov S.O. // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 9. С. 1622–1627.
- [4] Gladkov S.O. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 7. С. 8–12.
- [5] Ахизер А.И., Пелетминский С.В., Барьяхтар В.Г. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
- [6] Clogston A., Suhl H., Walker L., Anderson P. // Phys. Rev. 1956. Vol. 101. P. 903–916.
- [7] Sparks M., London R., Kittel C. // 1961. Vol. 122. P. 791–802.
- [8] Gladkov S.O. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 7. С. 806–812.
- [9] Gladkov S.O. // Phys. Rep. 1989. Vol. 182. P. 211–364.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [11] Gladkov S.O. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 10. С. 29–36.