[7] Дмитриев С.П., Житников Р.А., Картошкин В.А., Клементьев Г.В., Мельников В.Д. – ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 3(9), с. 840–851.
[8] West W.P., Cook T.B., Dunning F.B., Rundel R.D., Stebbings R.F. – J. Chem. Phys., 1975, v. 63, N 3, p. 1237–1242.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5 12 марта 1988 г.

СИЛЬНЫЙ КИНЕТИЧЕСКИЙ ДИА- И ПАРАМАГНЕТИЗМ

И.В. Иоффе

В среде, имеющей малую периодическую добавку к концентрации, возможен сильный кинетический диа- и парамагнетизм, при котором слабое магнитное поле растет экспоненциально (с показателем экспоненты, равным обратному периоду добавки к концентрации) в глубь неоднородно нагретого образца. Рост поля происходит вплоть до тех значений, при которых ларморова частота равна частоте столкновений носителей тока.

В [1–3] предсказан и обнаружен кинетический диа- и парамагнетизм (КМ), т. е. изменение в радиальном направлении постоянного во времени магнитного поля параллельного оси проводящего цилиндра при наличии в цилиндре радиального градиента температуры. Относительная величина изменения магнитного поля для полого цилиндра порядка $\left(\frac{R-\Delta r}{R}\right)^{\Lambda}$, что не может сильно отличаться от единицы, т. к.

$$|\Lambda| = \frac{4\pi}{c}\left|\Delta T(\alpha\sigma_1 - \sigma\alpha_1)\right| \simeq \frac{4\pi\mu^2 n a}{c^2}\left|\Delta T\right| \ll 1.$$

Здесь R, Δr – внешний радиус и толщина цилиндра; c – скорость света; ΔT – перепад температуры (в энергетических единицах) между поверхностями цилиндра; n, μ – концентрация и подвижность носителей тока; σ, σ_1, α, α_1 – обычная и холловская проводимости, термоэдс и коэффициент Нернста; a – число порядка единицы, обусловленное зависимостью времени релаксации от энергии [1].

Покажем, что возможен сильный КМ, при котором слабое внешнее магнитное поле H_0 параллельное оси цилиндра возрастает до значений $H_K = c\mu^{-1}$. Такой КМ возникает, если концентрация имеет вдоль оси цилиндра периодическую добавку с периодом q^{-1} и

$$\left(\frac{\delta\Lambda}{2q\Delta r}\right)^2 \frac{H_0}{H_k}\exp(q\Delta r) > 1 \qquad (1)$$

(δ – отношение амплитуды периодической добавки к концентрации к средней концентрации). Для простоты ограничимся одним типом носителей тока, малым радиальным перепадом температуры, тонким цилиндром $\Delta r \ll R$ (оси z – вдоль оси цилиндра) и

$$n = n_0 + \delta n_0 \sin qz; \quad \delta \ll 1. \qquad (2)$$

В тонком цилиндре с точностью до $\frac{\Delta r}{R} \ll 1$ можно ввести декартову систему координат (ось x – вдоль радиуса, начало координат – на внешней границе цилиндра). При $H < H_k$ система уравнений, описывающая задачу, имеет вид

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial z} = \Lambda H_z (1 + \delta \sin qz), \qquad (3)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \qquad (4)$$

при граничных условиях $H_x(0, z)=0$, $H_z(0, z)=H_0$. При $\delta=0$ (3–4) переходит в уравнение [1], описывающее КМ, и $H_x=0$, $H_z = H(x)$. Полагая $H_{x,z} \sim \exp(\varkappa x)$ и раскладывая $H_{x,z}(z)$ в ряды Фурье по $\exp(ikqz)$, k =1, 2 ...., получим из (3–4) бесконечную систему алгебраических уравнений для коэффициентов разложения. С точностью до $\frac{\Lambda}{q\Delta r} \ll 1$ находим значения $\varkappa$, равные $\varkappa_0 = \Lambda \Delta r^{-1}$; $\varkappa_{p>0} = \pm kq$. Ниже будем пренебрегать ($\exp\Lambda - 1$), т. е. обычным КМ. При $H > H_k$, когда правая часть (3) домножается на $c^2\mu^{-2}(H_x^2 + H_z^2)^{-1}$, рост поля медленный (пропорциональный $\sqrt{x}$) и им также можно пренебречь. Поэтому коэффициенты разложения в рядах Фурье возрастают экспоненциально в глубь образца лишь до тех пор, пока они не достигнут H_k, что требует условия (1). При выполнении этого условия суммирование рядов приводит к $H_x=0$, $H_z = H_k$. Те же значения поля внутри цилиндра. Если (1) не выполнено, то на внутренней границе цилиндра кроме

$$H_z(\Delta r) = H_0\left(\frac{\delta\Lambda}{2q\Delta r}\right)^2 \exp(q\Delta r)$$

отличны от нуля составляющие $H_{x,z}$, равные $H_0\left(\frac{\delta\Lambda}{q\Delta r}\right)^k \exp(kq\Delta r) \times \begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}(kqz)$. Внутри цилиндра кроме постоянного поля $H_z(\Delta r)$ существуют поля $H_{x,z}$, равные $\simeq H_0\left[\delta\Lambda(q\Delta r)^{-1}\right]^k \exp\left[kq(\Delta r - r)\right] \times \begin{Bmatrix}\sin\\ \cos\end{Bmatrix}(kqz)$ (r – расстояние от оси цилиндра). При $r < R - \Delta r$ эти поля малы. (Можно показать, что при $r=0$ $H_x=0$).

Условие (1) возможно только при $q\Delta r \gg 1$, поэтому можно переписать (1) в виде

$$q\Delta r \gg 2\ln\left[\frac{H_0^{0.5} c^{2.5}}{8\pi n_0 \delta \Delta T \mu^{2.5}}\right]. \qquad (5)$$

При $n_0=10^{15}$ см$^{-3}$, ΔT=0.01 град, δ=0.01, Δr=0.1 см, H_0=10 э, μ=3·10^5 абс. единиц, для выполнения условия (5) необходимо q=500 см$^{-1}$, что вполне выполнимо.

В заключение укажем, что в анизотропной среде при $n=n_0$ и H_0=0 возникает стационарное поле

$$H_z=H_A(x)=\frac{4\pi}{c\sigma_{xx}}\left(\sigma_{yx}\alpha_{xx}-\sigma_{xx}\alpha_{yx}\right)\Delta T\left(1-\frac{x}{\Delta r}\right),$$

т. е. КМ не только усиливает, но и генерирует стационарное поле. В анизотропной среде при зависимости концентрации вида (2) возможно получение внутри полого цилиндра поля $H=H_k$ при выполнении условия (5), в котором H_0 заменено на H_A (x=0).

Литература

[1] Гуревич Л.Э. – Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, в. 5, с. 269–271.
[2] Гуревич Л.Э., Мезрин О.А. – ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 3, с. 1005–1008.
[3] Иванов Ю.Л. – Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, в. 1, с. 9–11.

Поступило в Редакцию
27 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5 12 марта 1988 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ЛИОТРОПНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А.Н. Несруллаев

В данной работе исследованиями пропускания оптического излучения с λ=0.515 мкм лиотропными жидкими кристаллами обнаружена нелинейная зависимость интенсивности прошедшего через эти кристаллы оптического излучения ($I_{пр}$) от интенсивности падающего на них излучения ($I_п$). Использованные лиотропные жидкие кристаллы представляли собой бинарные системы амфифил+вода, в которых амфифилами являлись октаноат калия (ОК) и наноат калия (НК). Были исследованы четыре композиции, находящиеся в анизо–