Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 4, стр. 200 –202 *25 февраля 1986 г.*

СДВИГОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КЛАССИЧЕСКИХ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМАХ

В.Н.Бондарев

Для проводящих систем в длинноволновом пределе найдены релаксационные поперечные моды, которые в нецентросимметричных проводниках оказываются неустойчивыми и обусловливают появление сдвиговых сверхструктур. Этот результат проясняет экспериментальную ситуацию в ряде известных суперионных кристаллов

Основой описания электрических явлений в "плохих" (по терминологии [1]) проводниках – например, жидких и твердых электролитах – являются уравнения Максвелла [1]

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = 0, \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 0 \tag{2}$$

для электрического поля $\mathbf{E}$ и индукции $\mathbf{D}$, а также материальные уравнения, которые в простейшем случае изотропного проводника и при отсутствии пространственной дисперсии могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_\infty \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}, \tag{3}$$

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}. \tag{4}$$

Уравнение (3) имеет простой смысл. Подставляя выражение для тока проводимости $\mathbf{j}$ из закона Ома (4) в (3), представляя $\mathbf{D}$, $\mathbf{E} \sim \exp(-i\omega t)$, т. е. вводя частоту ω, и пользуясь определением $\mathbf{D}(\omega) = \epsilon(\omega)\mathbf{E}(\omega)$, находим

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + i\frac{4\pi\sigma}{\omega}. \tag{5}$$

Последняя формула в области малых ω соответствует обычному выражению для частотно-зависящей диэлектрической проницаемости "плохого" проводника [1], характеризующегося проводимостью σ и "высокочастотной" диэлектрической постоянной ϵ_∞.

Для учета пространственной дисперсии в изотропном центросимметричном проводнике к правой части (4) следует добавить

$$-\frac{1}{4\pi}(\beta_1 \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{E} + \beta_2 \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{D})$$

с параметрами $\beta_1 > 0$, $\beta_2 > 0$ (в приближении Дебая – Хюккеля $\beta_1 = 4\pi\sigma R_D^2$, R_D – радиус экранирования), а в нецентросимметричном (например, раствор электролита, содержащий хиральные молекулы) – еще и член [2]

$$-\gamma\operatorname{rot}\mathbf{D}, \tag{6}$$

γ – параметр. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости (e_{ijm} – символ Леви – Чивита)

$$\epsilon_{ij}(\mathbf{k},\omega) = \epsilon_T(\mathbf{k},\omega)\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right) + \epsilon_L(\mathbf{k},\omega)\frac{k_i k_j}{k^2} + i\epsilon_G(\mathbf{k},\omega)e_{ijm}\frac{k_m}{k},$$

входящий в соотношение

$$D_{i\mathbf{k}}(\omega) = \epsilon_{ij}(\mathbf{k},\omega)E_{j\mathbf{k}}(\omega),$$

содержит продольную [3]

$$\epsilon_L(\mathbf{k},\omega) = \epsilon_\infty \frac{i\omega - (4\pi\sigma + \beta_1 k^2)/\epsilon_\infty}{i\omega - \beta_1 k^2/\epsilon_\infty}, \tag{7}$$

поперечную

$$\epsilon_T(\mathbf{k},\omega) = \epsilon_\infty(Q_+ + Q_-), \qquad Q_\pm = \frac{i\omega - 4\pi\sigma/\epsilon_\infty \pm \gamma k - \beta_2 k^2}{2(i\omega \pm \gamma k - \beta_2 k^2)} \tag{8}$$

и гиротропную $\epsilon_G(\mathbf{k},\omega) = \epsilon_\infty(Q_+ - Q_-)$ части; k – волновой вектор.

Собственные моды, в пренебрежении эффектами запаздывания, определяются равенствами

$$\epsilon_L(\mathbf{k},\omega_L) = 0, \quad \epsilon_T^{-1}(\mathbf{k},\omega_T) = 0. \tag{9}$$

Из (7), (9) получаем передемпфированную продольную кулоновскую моду $\omega_L = -i(4\pi\sigma/\epsilon_\infty)\times\times(1+R_D^2k^2)$, [4].

Однако, как видно из (8), (9), при наличии гиротропии одна из поперечных мод – при малых k это $\omega_T = i|\gamma|k$ – оказывается нарастающей, что, в конечном итоге, приводит к появлению в гиротропном проводнике сдвиговой сверхструктуры (стабилизация последней достигается добавлением к (4), (6) нелинейных членов).

Аналогичная ситуация возникает и в проводниках кубических классов O и T. Последний, однако (а в кубической системе также класс T_d), допускает пьезоэффект, приводящий при малых k еще и к неустойчивости совершенно другого вида. Не останавливаясь на детальном выводе (он будет дан в подробной статье), укажем, что в этом случае дисперсионное уравнение для поперечных мод, распространяющихся, например, вдоль оси четвертого порядка, при малых k содержит неустойчивый корень

$$\omega_T \sim ik^{2/3}, \tag{10}$$

обусловливающий, в конечном счете, образование сдвиговой сверхструктуры в проводящих пьезоэлектриках.

Остановимся на некоторых экспериментальных результатах, дающих основание предположить наличие сдвиговых сверхструктур в нецентросимметричных (не только кубических) ионных проводниках.

1) Суперионный α-$RbAg_4I_5$, класс O. Данные по ядерному квадрупольному резонансу [5] указывают на то, что точечная группа симметрии узлов Rb ниже, чем C_3. В то же время в [6] рассматривалась возможность того, что ионы Rb лишь в среднем занимают предписываемые им группой O положения, фактически будучи несколько смещенными из идеальных позиций.

2) Суперионный α-Ag_2HgI_4, класс S_4. Согласно рентгеновским данным [7], фактические положения некоторых ионов не совпадают с положениями, предписываемыми симметрией. В [7, 8] использована аналогия со сплавом Cu_3Au, в котором (см., например, [9]) наблюдается длиннопериодическая сверхрешетка.

3) Суперионный β-$LiAlSiO_4$ (β – эвкриптит), класс D_6. Нейтронографические исследования [10] позволяют заключить, что даже при максимально достигнутых температурах (800°C) имеются длиннопериодические корреляции в расположении подвижных ионов (обратный волновой вектор вдоль гексагональной оси ~ 20Li – Li-расстояний).

4) β-AgI, класс C_{6v}. Для удовлетворительного объяснения экспериментов по комбинационному рассеянию света необходимо предположить [11], что некоторые ионы Ag смещены из идеальных позиций.

Указанный ряд примеров можно продолжить.

Обратим внимание на некоторое сходство рассмотренных явлений с наблюдающимися в холестерических жидких кристаллах (см., например, [2]), где также обязательно реализуется "вторичная" периодическая структура. Последняя, однако, хотя и обусловлена членом схсдной с (6) природы ($\sim \mathrm{rot}\,\mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ – директор), по физическому смыслу не имеет ничего общего с рассмотренной в данной статье (достаточно упомянуть условие $\mathbf{n}^2 = 1$ [2]).

Наконец, полезно отметить тот факт, что в природе нецентросимметричные металлы представляют чрезвычайную редкость (сплавы вроде Ag_3Al [12]).

Представляется необходимым проведение экспериментов по непосредственному выявлению обсуждавшихся выше сдвиговых сверхструктур в нецентросимметричных проводниках.

Я глубоко признателен А.Ф.Андрееву за ценные критические замечания, В.М.Белоусу и И.А.Фомину – за внимание к работе.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика, ч. I. М.: Наука, 1976.
3. *Пайнс Д., Нозьер Ф.* Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967.
4. *Jäckle J.* Z. Physik B, 1978, **30**, 255.
5. *Brinkmann D., Freudenreich W., Arend H., Roos J.* Solid State Comm., 1978, **27**, 133.
6. *Geller S., Akridge J.R., Wilber S.A.* Phys. Rev. B., 1979, **19**, 5396.
7. *Hibma T., Beyeler H.U., Zeller H.R.* J. Phys. C, 1976, **9**, 1691.
8. *LeDuc H.G., Coleman L.B.* Phys. Rev. B. 1985, **31**, 933.
9. *Кривоглаз М.А.* ЖЭТФ, 1983, **84**, 355.
10. *Press W., Renker B., Schulz H., Böhm H.* Phys. Rev. B., 1980, **21**, 1250; *Renker B., Bernotat H., Heger G., Lehner N., Press W.* Solid State Ionics, 1983, 9 – 10, 1341.
11. *Burns G., Dacol F.H., Shafer M.W.* Phys. Rev. B., 1977, **16**, 1416; *Vardeny Z., Brafman O.* Solid State Comm., 1979, **32**, 859.
12. Справочник химика, т. I. Ред. Никольский Б.П. Л. – М.: ГХИ, 1962.

Научно-исследовательский институт физики
Одесского университета им. И.И.Мечникова

Поступила в редакцию
16 октября 1985 г.
27 декабря 1985 г.