2. В. Л. Гинзбург, А. П. Леванюк, А. А. Собянин, УФН, 130, 615 (1980).
3. S. Singh, D. A. Draegert, J. E. Geusic, Phys. Rev. B., 2, 2709 (1970).

Краткие сообщения по физике № 10 1983

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОЛЕБАНИЙ В ИОННОЙ ЦЕПОЧКЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Д. В. Власов, В. Н. Стрельцов

УДК. 534.22

Исследуется изменение групповой скорости звука в одномерной ионной цепочке в результате изменения силовых констант под действием внешнего квазистатического электрического поля.

В последнее время в связи с развитием работ по параметрическому взаимодействию волн в акустике /1,2/ возрос интерес к проблеме высокочастотной модуляции акустических параметров среды с помощью внешних электромагнитных полей.

Такая модуляция зависит от физики фонон-электромагнитного взаимодействия в среде, а последняя существенно определяется конкретной структурой вещества. Так , например, в случае кристалла с Ван-дер-Ваальской связью влияние поля на динамику движения частиц в звуковой волне связано с возникновением в среде индуцированного диполь-дипольного взаимодействия, что, с одной стороны, приводит к изменению положения равновесия в системе, а, с другой стороны, вызывает появление дополнительных электрических сил при смещении частиц из равновесных состояний. Оба указанных фактора модифицируют дисперсионные соотношения для акустических колебаний в кристалле, изменяя тем самым значение групповой скорости звука, однако второй механизм, являясь "мгновенным", представляет большой интерес с точки зрения поставленной задачи.

В ионных кристаллах, напротив, непосредственное взаимодействие внешнего поля с заряженными частицами приводит к быстрой деформации элементарных ячеек одновременно во всем объеме образца и позволяет тем самым осуществлять высокочастотную модуляцию скорости звука за счет изменения собственных силовых констант кристалла в новом положении равновесия. В настоящей заметке на модели одномерной ионной цепочки проведена оценка этого механизма. При этом влияние других факторов, таких как поляризация ионов и возникновение дополнительного диполь-ионного взаимодействия, сегнетоэлектрический переход, поляризация кристалла и т.д. учитываться не будет.

Рассмотрим бесконечную цепочку из чередующихся положительных и отрицательных ионов с массами M^+ и M^- и равновесным расстоянием (в отсутствие поля) a между частицами, помещенную во внешнее квазистатическое электрическое поле напряженности $\vec{E}_{вн}$, направленное вдоль цепочки. Координаты ионов в n-ой ячейке будем обозначать через x_n^+, x_n^-. Будем предполагать, как обычно, что эффективно каждая положительная частица n взаимодействует лишь с ближайшими соседями и это взаимодействие Φ_n может быть записано в виде суммы парных потенциалов.

Под действием поля положительные ионы сместятся вдоль цепочки по отношению к отрицательным на некоторое расстояние Δx и займут новое положение равновесия, определяемое условием:

$$-\frac{\partial\Phi_n}{\partial x_n^+} + qE_{вн} = 0, \quad (n - \text{любое}), \qquad (I)$$

где q - заряд иона.

Равенство (I) может быть разложено вблизи старого положения равновесия x_{no}^+. Учитывая, что $\partial\Phi_n/\partial x_{no}^+ = 0$, (I) можно переписать в виде

$$-\frac{\partial^2\Phi_n}{(\partial x_{no}^+)^2}\Delta x + qE_{вн} = 0. \qquad (2)$$

Уравнения движения положительных ионов в звуковой волне будут иметь вид:

$$M^+\ddot{u}_n^+ = -\frac{\partial^2\Phi_n}{(\partial\bar{x}_n^+)^2}u_n^+ - \frac{\partial^2\Phi_n}{\partial\bar{x}_{n+1}^-\partial\bar{x}_n^+}u_{n+1}^- - \frac{\partial^2\Phi_n}{\partial\bar{x}_n^-\partial\bar{x}_n^+}u_n^-. \qquad (3)$$

Здесь $u^\pm$ – смещения ионов из положения равновесия (нового); $\bar{x}^\pm$ – новые равновесные координаты ионов. Раскладывая вновь силовые константы, входящие в (3), около точек x_{no}^+, x_{no}^-, $x_{n+1,o}^-$, и учитывая, что

$$\frac{\partial^3\Phi_n}{(\partial x_{no}^+)^3} = 0; \quad \frac{\partial^3\Phi_n}{(\partial x_{no}^+)^2\partial x_{n+1,o}^-} = -\frac{\partial^3\Phi_n}{(\partial x_{no}^+)^2\partial x_{no}^-} = g,$$

из (3) получим:

$$M^+\ddot{u}_n^+ = -2fu_n^+ + f(u_{n+1}^- + u_n^-) - g\Delta x(u_{n+1}^- - u_n^-). \qquad (4)$$

Здесь $f = \partial^2\Phi_n/(\partial x_{no}^+)^2$. Повторяя предыдущие выкладки, аналогичные уравнения движения можно записать и для отрицательных ионов:

$$M^-\ddot{u}_n^- = -2fu_n^- + f(u_n^+ + u_{n-1}^+) + g\Delta x(u_n^+ - u_{n-1}^+). \qquad (5)$$

Решение (4), (5) будем искать в обычном виде:

$$u_n^+ = A^+\exp\left[i(K\bar{x}_n^+ - \omega t)\right], \qquad u_n^- = A^-\exp\left[i(K\bar{x}_n^- - \omega t)\right]. \qquad (6)$$

Подставляя (6) в (4), (5), после несложных преобразований получим искомое дисперсионное уравнение:

$$\omega^4M^+M^- - 2f(M^+ + M^-)\omega^2 + 4f^2\sin^2Ka - 4g^2(\Delta x)^2\sin^2Ka = 0. \qquad (7)$$

Отсюда при $Ka \ll 1$ для групповой скорости звука акустической ветви легко находим:

$$\frac{\partial\omega}{\partial K} = c\left[1 - g^2(\Delta x)^2/2f^2\right], \qquad (8)$$

где c – скорость звука в цепочке в отсутствие поля. Подставляя в (8) значение Δx из (2), для относительного изменения скорости звука $\Delta c/c$ окончательно имеем:

$$\Delta c/c = -(1/2)(g/2f^2)^2 q^2 E_{\text{вн}}^2.$$

Полученный результат удобно выразить через другой физический параметр – коэффициент теплового расширения α кристалла, также определяемый константой ангармонизма g:

$$\alpha = -(g/2f^2)k/a. \qquad (9)$$

где k – постоянная Больцмана. Равенство (9) тогда примет вид:

$$\frac{\Delta c}{c} = -(1/2)(\alpha a/k)^2 q^2 E_{\text{вн}}^2. \qquad (10)$$

Сделаем теперь численные оценки для кристалла NaCl, приняв: $\alpha \approx 4\cdot10^{-5}$ K^{-1}; $a \approx 3\cdot10^{-8}$ см. Значение $\Delta c/c$ при этом оказывается равным: $\Delta c/c \approx 10^{-11}\vec{E}_{\text{вн}}^2$, что при предпробойном значении напряженности поля $\vec{E}_{\text{вн}} \approx 10^4$ CJSE дает величину $\Delta c/c \sim 10^{-3}$.

Поступила в редакцию
8 апреля 1983 г.

Литература

1. Ф. В. Бункин, Д. В. Власов, Ю. А. Кравцов, КЭ, 8, 1144 (1981).
2. Ф. В. Бункин, Д. В. Власов, Ю. А. Кравцов, Препринт ФИАН № 90, М., 1982 г.