

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

А. А. Чабан

Ниже будет показано, что в классических сверхрешетках может наблюдаться поперечная акустоэдс, связанная с инерционностью носителей тока. Эффект оказывается сильным для суперионных проводников. Также рассмотрена задача о регистрации на сверхрешетках флексоэлектрического эффекта.

Эдс, связанная с инерционностью массы электрона в металле, изучена достаточно давно (эффект Толмена—Стюарта) [1]. Эдс гораздо большей величины при ускоренном движении образца наблюдалась в суперионных соединениях (больше масса носителей) [2, 3]. Очень большие ускорения, на много порядков превышающие ускорение в поле тяжести, могут возникать под действием интенсивной звуковой волны. Естественно попытаться использовать это свойство для наблюдения эффектов инерционности (отметим, что звуковой вибратор применялся в [3]). Ниже мы опишем возможный эксперимент на классической сверхрешетке (длина свободного пробега носителей много меньше периода решетки), который позволяет, на наш взгляд, эффективно использовать возможности звукового метода. Среду везде будем считать непьезоактивной.

Рассмотрим простейшую модель. Пусть в образце имеется лишь один тип носителей (электроны или ионы) с массой свободной частицы m_0 и зарядом q . Концентрация носителей n и их подвижность μ вдоль оси Z , параллельной границам раздела, меняются по закону $n=n_1$, $\mu=\mu_1$ при $2id \leq x \leq (2i+1)d$ и $n=n_2$, $\mu=\mu_2$ при $(2i-1)d \leq x \leq 2id$, где $i=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Для простоты слои обоих типов имеют одинаковую толщину. Для электронов это может быть сверхрешетка с переменным легированием [4] и т. д. Для супериоников такую сверхрешетку можно создать неоднородным введением неподвижных примесей.

Пусть вдоль оси X распространяется звуковая волна, длина волны которой равна периоду сверхрешетки. Полагаем, что волна является чисто сдвиговой и смещение в ней $u=A \cos(kx-\omega t)$ происходит вдоль оси Z . Затуханием звука для простоты пренебрегаем. Везде ниже ось Z считаем осью диэлектрического эллипсоида. Инерционность массы приводит к действию на носители тока вдоль оси Z силы $-m_0\ddot{u}$. Тогда в слоях с разной концентрацией и подвижностью носителей будут возникать токи противоположного знака, но разной величины, т. е. появится чисто поперечная акустоэдс. Решение соответствующей системы уравнений приводит к следующему выражению для напряженности наведенного поперечного электрического поля (схема разомкнутой цепи):

$$E = \frac{m_0 \omega^2}{\pi} A (\mu_2 n_1 - \mu_1 n_2) \left\{ \left[\frac{1}{2} q (\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) \right]^2 + (\varepsilon \varepsilon_0 \omega)^2 \right\}^{-1/2} \sin(\omega t + \alpha). \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon = \varepsilon_{zz}$ — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Отметим, что в супериониках μ может зависеть от частоты уже в мегагерцевой области частот.

Рассмотрим образец в виде достаточно толстой пластины, нормальной к оси Z , так что толщина $L \gg d$. Формула (1) будет тогда применима с точностью до членов порядка d/L . Предположим для простоты выполненным условие $q\mu_1 n_1 \gg \varepsilon \varepsilon_0 \omega$, причем $\mu_1 n_1 \neq \mu_2 n_2$. Тогда в суперионике для звука частотой 10 МГц при $L=1$ см, $m_0=10^{-22}$ г, амплитуде относительной деформации 10^{-4} получим напряжение около 0.1 В.

В случае электронной проводимости при тех же условиях получим акустоэдс около 1 мкВ.

Не менее интересные возможности открывает сверхрешетка для исследования флексоэлектрического эффекта [5]. Пусть непроводящий ионный

кристалл представляет собой периодическую сверхрешетку, в которой слои отличаются заменой одного из ионов близким ему по химическим свойствам. Толщины всех слоев вновь полагаем одинаковыми. Нормально к решетке распространяется звуковая волна, у которой длина волны совпадает с периодом решетки. В соседних слоях разного типа из-за флексоэффекта будет наблюдаться различная по абсолютной величине поляризация. Различие в фазах для этих слоев тогда уже не приведет к исчезновению поляризации в среднем по образцу. Т. е. для разных типов звуковых волн мы можем наблюдать как продольную, так и поперечную поляризацию из-за статического и динамического флексоэффектов [5].

Мы не будем приводить достаточно общей формулы, а сразу же ограничимся не слишком эффективным, но очень интересным вариантом. Часто поперечная звуковая волна распространяется через двухатомный ионный кристалл, не обладающий пьезосвойствами. Пусть сверхрешетка образована заменой одного из ионов на его изотоп. Не видно каких-либо сложностей принципиального характера для создания такой сверхрешетки при наличии хотя бы двух устойчивых к распаду изотопов. Различием скоростей звука в слоях можно пренебречь с точностью до $\Delta M / (M_1 + M_2)$, где M_1 , M_2 — массы аниона и катиона; ΔM — разность масс изотопов. Статический флексоэлектрический эффект в соседних слоях приведет к поляризации одинаковой величины, но противоположного знака, поскольку замена иона на изотоп ничего не меняет в условиях равновесия в кристалле, т. е. в среднем поляризация отсутствует. Величина же динамического флексоэффекта в разных слоях из-за различия масс изотопов будет различной. Следовательно, мы имеем прекрасную возможность наблюдать в чистом виде динамический флексоэлектрический эффект. Простой расчет в приближении жестких ионов для напряженности электрического поля, наведенного вдоль направления смещения в звуковой волне, дает

$$E = \frac{\epsilon - 1}{\pi\epsilon} \omega^2 \frac{\Delta M}{2Q} A \sin(\alpha\beta + \beta). \quad (2)$$

Здесь Q — заряд иона. Оценка показывает, что на образце толщиной 1 см при частоте звука 10 МГц и амплитуде относительной деформации 10^{-4} можно наблюдать напряжение около 1 мВ.

Заметим, что динамический флексоэффект по своей природе тесно связан с инерционностью, поскольку зависит от массы ионов [5].

Список литературы

- [1] Цидильковский И. М. // УФН. 1975. Т. 115. № 2. С. 321—331.
- [2] Компан М. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 6. С. 275—278.
- [3] Компан М. Е., Стельмах Н. М. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 418—421.
- [4] Döhler G. H. // Physica Scripta. 1981. V. 24. N 2. P. 430—439.
- [5] Таганцев А. К. // УФН. 1987. Т. 152. № 3. С. 423—448.

Акустический институт им. академика Н. Н. Андреева
Москва

Поступило в Редакцию
29 мая 1989 г.

СЖИМАЕМОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{Si}$

Л. Ф. Луцкая

Настоящая работа является продолжением исследований [1, 2]. Методика приготовления образцов, их аттестация и установка, на которой проведены измерения, были теми же, что и в [1]. Изотропные упругие модули рассчитаны по известным соотношениям [3]