Физика низких температур, 1996, т. 22, № 10, с. 1196–1199

Особенности электроакустической трансформации в слоистых проводниках

В. М. Гохфельд

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mali:gokhfeld@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 20 мая 1996 г.

Проанализированы особенности электромагнитной генерации и электронного поглощения ультразвука в слоистых проводниках с квазидвумерным спектром носителей заряда.

Проаналізовано особливості електромагнітної генерації та електронного поглинання ультразвуку в шаруватих провідниках з квазідвовимірним спектром носіїв заряду.

1. Слоистое кристаллическое строение и резкая анизотропия электропроводности целого ряда так называемых синтетических металлов (дихалькогениды переходных металлов и их интеркаляты, проводящие полимеры, ВТСП купраты в нормальном состоянии и др.) хорошо согласуются с предположением о квазидвумерном характере их электронного спектра. Это означает слабогофрированные цилиндрические ферми-поверхности с широкими областями запрещенных направлений электронной скорости v. Простейший пример подобного спектра есть

$$\varepsilon(\mathrm{p}) = \frac{p_\perp^2}{2m} - v_0 \frac{\hbar}{a} \cos\left(\frac{a p_z}{\hbar}\right), \qquad v_0 \ll v_F \equiv \sqrt{2\varepsilon_F / m}, \tag{1}$$

где a — период решетки в направлении, перпендикулярном слоям [1]. Для выяснения реальной, по-видимому, гораздо более сложной электронной структуры слоистых проводников можно применить акустические методики, хорошо зарекомендовавшие себя в отношении многих обычных металлов [2,3]. Однако такая программа требует предварительного анализа основных особенностей низкотемпературных акустоэлектронных явлений в квазидвумерном случае, базирующегося на простых моделях типа [1].

В значительной мере эта работа уже выполнена [1,4–6]. В настоящем сообщении рассматривается эффект электромагнитно-акустической трансформации (ЭМАТ), т.е. бесконтактное возбуждение ультразвука в проводнике электромагнитной волной, падающей на его поверхность, а также специфика поглощения звука квазидвумерным электронным газом. Это должно представлять интерес, в частности, для исследователей, уже в настоящее время занимающихся акустической спектроскопией полимерных материалов [7].

2. Механизмом ЭМАТ в металлах служит добавочная упругая сила, которая действует на ионную решетку кристалла со стороны его электронной подсистемы, выведенной из равновесия переменным электромагнитным полем в скин-слое. В отсутствие постоянного подмагничивания эта сила направлена вдоль электрического вектора t и возбуждает сдвиговую волну с частотой внешнего поля ω, распространяющуюся в металл вдоль нормали n к его поверхности. Теория этого эффекта (см. [8] и библиографию там) включает совместное решение уравнений упругости, Максвелла и кинетического уравнения. Как и теория скин-эффекта (в квазидвумерном случае см. [9]), она может быть довольно сложной технически при сколько-нибудь общей записи граничных условий и интеграла столкновений. Однако, интересуясь лишь качественным проявлением спектральных свойств образца, можно считать его границу механически свободной и без рассеяния отражающей электроны проводимости, а их внутриобъемную релаксацию учесть в рамках τ-приближения. При этих предположениях величина смещений в возбуждаемой звуковой волне вдали от скин-слоя

$$U(x_n) = A \exp\left((i\omega/s - \Gamma)x_n\right) \tag{2}$$

© В. М. Гохфельд, 1996

просто выражается через амплитудное значение магнитного поля на поверхности H_0, нелокальную проводимость образца

$$\sigma_t = ie^2 \left\langle \frac{v_t^2}{\tilde{\omega} - \omega v_n / s} \right\rangle \qquad (3)$$

и электроакустический коэффициент

$$L = \left\langle \frac{\Lambda_{nt} v_t}{\omega v_n / s - \tilde{\omega}} \right\rangle , \qquad (4)$$

где $\tilde{\omega} \equiv \omega + i/\tau$; Λ_{nt} — соответствующий (недиагональный) элемент тензора деформационного потенциала; s — скорость звука для данного направления; угловые скобки обозначают стандартное интегрирование по ферми-поверхности с весом $2/v(2\pi\hbar)^3$. Именно, предэкспонента в (2) равна

$$A \cong \frac{eH_0 L}{\rho c(\omega - 4\pi i\sigma_t s^2/c^2)} , \qquad (5)$$

где ρ — плотность образца.

3. Нас интересует аналитическая зависимость $|A|$ от частоты ω и параметра анизотропии $\mu \equiv v_0/v_F$. Если, как это сделано в выражении (1), пренебречь анизотропией в плоскости слоев (XY), то, как легко видеть, специфичными оказываются лишь два случая: а) $\mathbf{n} \parallel OZ \perp \mathbf{U}$ и б) $\mathbf{n} \perp OZ \parallel \mathbf{U}$. В горизонтальной геометрии, когда $\mathbf{n}$ и $\mathbf{U}$ лежат в плоскости слоев, результат совпадает (качественно) с таковым для обычного, квазиизотропного металла с той же объемной концентрацией носителей N. Таким образом, достаточно знать вид xz-компоненты деформационного потенциала; рассматривая преобразование векторов решетки при ее деформации (см. [10]), нетрудно убедиться, что в основном приближении по $\mu << 1$ спектру (1) соответствует $\Lambda_{xz}(\mathbf{p}) = -p_x p_z / 2m$. В этом же приближении расчет кинетических коэффициентов L и σ_t дает

$$L = \frac{N\hbar \arcsin(\mu w)}{2ma\tilde{\omega}(1-\mu^2 w^2)^{1/2}}; \quad \sigma_x = \frac{iNe^2}{m\tilde{\omega}(1-\mu^2 w^2)^{1/2}}; \qquad (6а)$$

$$L = \mu \frac{N\hbar s}{ma\omega v_F} \left(\frac{1}{(1-w^2)^{1/2}} - 1 \right) ; \qquad (6б)$$

$$\sigma_z = \mu^2 \frac{iNe^2}{m\tilde{\omega}(1-w^2)^{1/2}} ,$$

где

$$N \equiv m\varepsilon_F / a\pi\hbar^2 , \quad w \equiv \omega v_F / s\tilde{\omega} . \qquad (7)$$

Подстановка этих выражений в (5) решает поставленную задачу для любых частот. Предполагая, что v_0 (максимальная z-проекция фермиевской скорости) все же больше, чем скорость звука, $v_F >> v_0 >> s$, получаем следующие зависимости $|A|$ от μ и $u \equiv \omega\tau v_F / s$:

$$|A(\mu, u)| \cong$$

$$\cong \frac{H_0 \hbar c}{4\pi e a \rho s^2} \begin{cases} \dfrac{B}{2\sqrt{B^2 + u^2 + \mu^2 u^4}} \left| \mathrm{Arsh}\left(\dfrac{\mu u}{1 - ius/v_F} \right) \right| ; & (8а) \\ \mu \dfrac{B}{u} \dfrac{\sqrt{1+u^2} - 1}{\sqrt{\mu^4 B^2 + u^2 + u^4}} . & (8б) \end{cases}$$

Сравнивая эти формулы с трехмерным случаем (его можно качественно описать, полагая в (8) $\mu = 1$), видим, что в квазидвумерном проводнике ЭМАТ оказывается эффективнее, чем в обычном металле (с тем же числом носителей) при достаточно высоких частотах в случае а) и, напротив, на низких частотах в случае б). Величина $|A|$ в выражениях (8) растет с увеличением параметра

$$B \equiv \frac{sv_F}{c^2} \frac{4\pi Ne^2}{m} \tau^2 . \qquad (9)$$

Поскольку речь идет о веществах, статическая проводимость которых (вдоль слоев) сравнима с

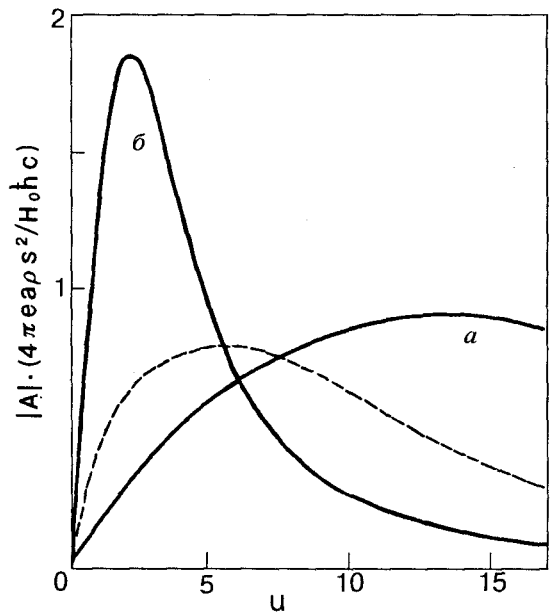

Рис. 1. Частотная зависимость амплитуды звукового сигнала, генерируемого в слоистом проводнике, для поляризаций *а)* вдоль и *б)* поперек слоев (см. (2), (8), (9); параметр анизотропии $\mu = 0{,}3$; $B = 100$). Штриховая линия — изотропный металл с той же плотностью носителей.

таковой для хорошего металла, при низких температурах естественно предположить $B >> 1$ (т.е. $\tau > 10^{-11}$ с; в чистых металлах достижимы значения $B \simeq 10^6$). На рис. 1 показаны графики функций, стоящих за фигурной скобкой в (8), при $B = 100$, $\mu = 0{,}3$ (штриховой линией — для (8б) при $\mu = 1$).

Дальнейший анализ простых формул (8) не представит затруднений для читателя. Укажем лишь, что при $\mu^2 B >> 1$ максимум выражения (8б) достигается при $u \approx (\mu^4 B^2/2)^{1/5}$ и равен

$$|A|_{\max} \approx H_0 \hbar c / 4\pi e a \rho s^2 \mu \ , \qquad (10)$$

т.е. в $\sim \mu^{-1}$ раз превосходит максимальное значение той же функции при $\mu = 1$.

Таким образом, монокристаллические слоистые проводники представляются удобными объектами для низкотемпературных опытов по бесконтактному возбуждению ультразвука. При этом для смещений, поляризованных вдоль слоев ($\mathbf{U} \perp OZ \parallel \mathbf{n}$), диапазон эффективной генерации смещается в сторону высоких, а при вертикальной поляризации ($\mathbf{U} \parallel OZ \perp \mathbf{n}$ — в сторону низких частот по сравнению с квазиизотропным проводником. Во втором из этих случаев максимальная величина эффекта при указанных условиях намного больше, чем в обычном металле*.

4. В данной постановке задачи затухающий фактор $\exp(-\Gamma x_n)$ в (2) обычно не вычисляют: при не слишком высоких частотах его всегда можно сделать близким к единице, уменьшая толщину образца. Однако электронное поглощение звука является важной характеристикой металла при низких температурах. Поэтому в заключение мы приведем результаты для частотной зависимости декремента затухания Γ в рассмотренных случаях а) и б) и кратко обсудим ее отличия от таковой для трехмерного проводника, где, как правило,

$$\Gamma(\omega) \simeq \frac{N m v_F^2}{\rho s^2} \begin{cases} \omega/v_F & (\omega\tau >> s/v_F) \ , \\ \omega^2 \tau / s & (\omega\tau << s/v_F) \end{cases} \qquad (11)$$

(см. [11]). Эти результаты имеют вид

$$\Gamma(u) \approx \frac{N\hbar^2}{8ma^2\rho s\tau} \begin{cases} \dfrac{u}{v_0 v_F} \left(\dfrac{\pi^2}{2} + \dfrac{|\ln(2\mu u/(1 - ius/v_F))|^2}{1 + \mu^2 u^4/B^2} \right) & \left(\left| \dfrac{\omega}{\tilde{\omega}} \right| >> \dfrac{s}{v_0} \right) ; \\ \dfrac{\pi^2}{6} \dfrac{u^2}{s^2 u^2 + v_F^2} & \left(\left| \dfrac{\omega}{\tilde{\omega}} \right| << \dfrac{s}{v_0} \right) ; \end{cases} \qquad (12а)$$

$$\Gamma(u) \cong \frac{N}{2\rho s\tau m} \left(\frac{\hbar^2}{a v_F} \right)^2 \frac{r-1}{r} \left(\frac{\pi^2}{6} + \frac{r-1}{1 + r^2 u^2/\mu^4 B^2} \right) ; \qquad (12б)$$

$$r \equiv \sqrt{1 + u^2} \ ; \quad u \equiv \omega\tau v_F / s \ .$$

В случае а) отдельно выписаны асимптотики в нелокальном и локальном режимах. В первом $\Gamma \propto v_0^{-1}$ и поглощение выше, чем в обычном металле, что связано с увеличением доли носителей, движущихся почти в фазе со звуковой волной. В чисто двумерном пределе, когда $v_0 << s$, на любых частотах реализуется только локальный режим, и при $\omega\tau >> 1$ зависимость $\Gamma(\omega)$ выходит на довольно большое насыщающее значение $N(\pi\hbar/a)^2/48m\rho s^3\tau$.

В геометрии б) при не слишком высоких ω ($u < \mu\sqrt{B}$) декремент $\Gamma(\omega)$ имеет обычный вид (11), однако высокочастотный предел конечен и сравнительно мал ($\simeq Nm/\rho s\tau$). Это следствие не только квазидвумерности, но и высокой симметрии модельного закона дисперсии (1) и, следовательно, деформационного потенциала $\Lambda_{ik}(\mathbf{p}) \equiv \lambda_{ik}(\mathbf{p}) - \langle\lambda_{ik}\rangle/\langle 1\rangle$, недиагональные компоненты которого оказываются малыми на единственном «эффективном» сечении ферми-поверхности $\mathbf{qv} = \omega$ ($\mathbf{q}$ — волновой вектор звука, $q = \omega/s$).

* Дополнительным позитивным фактором может быть меньшая, чем в металлических монокристаллах, величина модуля сдвига ρs^2 (см. (10)).

Подобная аномалия, т.е. слабое поглощение поперечного гиперзвука, должна наблюдаться и в щелочных металлах со сферической ферми-поверхностью, но (см. (12б)) на гораздо более высоких частотах, чем в квазидвумерном проводнике.

Эта работа частично поддерживалась Международным научным фондом (грант K5X100). Автор благодарит А. Н. Васильева, М. И. Каганова, В. Г. Песчанского и А. Э. Филлипова за обсуждение полученных результатов.

1. В. М. Гохфельд, М. И. Каганов, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **12**, 1173 (1986).
2. Р. Труелл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, *Ультразвуковые методы в физике твердого тела*, Наука, Москва (1972).
3. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971), с. 385 (Приложение Ю. П. Гайдукова).
4. V. M. Gokhfel'd and V. G. Peschansky, *Soviet Scientific Reviews (A. Phys.)* **17**, 1 (1993).
5. В. М. Гохфельд, О. Ф. Панченко, *ФНТ* **19**, 841 (1993).
6. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **108**, 2147 (1995).
7. K. Matsushige, N. Hiramatsu, and H. Okabe, *Adv. Polimer Science* **125**, VIII (1996).
8. М. И. Каганов, А. Н. Васильев, *УФН* **163**, 67 (1993).
9. В. М. Гохфельд, В. Г. Песчанский, *УФЖ* **37**, 1594 (1992).
10. В. М. Конторович, в кн.: *Электроны проводимости*, Наука, Москва (1985), с. 44.
11. А. И. Ахиезер, М. И. Каганов, Г. Я. Любарский, *ЖЭТФ* **32**, 837 (1957).

The peculiarities of electroacoustic transformation in layered conductors

V. M. Gokhfel'd

The peculiarities of electromagnetic excitation and electronic absorption of ultrasound are analysed in layered conducting crystals with a quasi-two-dimensional spectrum of charge carriers.