заций на фиг. 2. Как видно из этой фигуры, минимальное поглощение УЗВ в растворах галогенидов таллия приходится на составы КРС-5 и КРС-6, причем относительное уменьшение величин α/ν^2 в них по сравнению с однокомпонентными кристаллами для продольных и сдвиговых УЗВ практически одинаково. Этот факт свидетельствует о значительном уменьшении в кристаллах КРС времени неупругой фононной релаксации [12]. Причиной такого уменьшения может служить микронеоднородность состава, вытекающая из данных ЯМР [8]. С другой стороны, как уже отмечалось, растворы КРС-5 и КРС-6 по сравнению с другими составами галогенидов таллия имеют минимальную температуру плавления; последняя же в определенной степени коррелирует с величиной констант Грюнайзена. Это позволяет предположить, что уменьшение поглощения УЗВ в КРС по сравнению с другими таллийсодержащими растворами может быть обусловлено также эффектами ослабления ангармонизма.

Авторы благодарят И. Н. Каневского за помощь в приготовлении образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Китайгородский А. И.* Смешанные кристаллы. М.: Наука, 1983. 277 с.
2. *Гуляев Ю. В., Козорезов А. Г.* К теории решеточного поглощения звука в «грязных» кристаллах.– ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 5, с. 1551–1561.
3. *Леманов В. В., Петров А. В., Ахмеджанов Ф. Р., Насыров А. Н.* Затухание упругих волн в кристаллах с примесями.– ФТТ, 1979, т. 21, № 12, с. 3671–3676.
4. *Ахмеджанов Ф. Р., Леманов В. В., Насыров А. Н., Петров А. В.* Затухание упругих волн в кристаллах NaCl с помощью марганца.– Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 4, № 18, с. 1037–1076.
5. *Доладугина В. С., Ольская М. А., Дарвойд Т. И.* Науч. тр. Гиредмета, 1970, т. 29, с. 89–94.
6. *Дьелесан Э., Руайс Д.* Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 425 с.
7. *Абрамович А. А., Недбай А. И., Шутилов В. А.* А. с. 937047 (СССР).– Широкополосный датчик импульсных давлений. Опубл. в Б. И., 1982, № 23.
8. *Кулешов А. А., Микушев В. М., Сарнацкий В. М., Каневский И. Н., Лисицкий И. С., Чарная Е. В., Шутилов В. А.* Ядерный магнитный резонанс в твердых растворах галогенидов таллия.– Тез. докл. XVI Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений. Тула, Изд-во Тульского пединститута, 1983, с. 153.
9. *Шутилов В. А.* Основы физики ультразвука. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. 280 с.
10. *Авдиенко К. И., Сапожников В. К., Семенов В. И., Шелопут Д. В.* Фотоупругие постоянные монокристаллов КРС-6.– Автометрия, 1977, т. 5, № 1, с. 79–82.
11. *Мастихин В. М., Богданов С. В., Дарвойд Т. И., Лисицкий И. С., Сапожников В. К., Шелопут Д. В.* Акустооптические характеристики монокристаллов КРС-5.– Оптико-мех. пром-сть, 1977, т. 8, вып. 1, с. 36–37.
12. *Гуляев Ю. В., Иванов С. Н., Козорезов А. Г., Котелянский И. М., Медведь В. В., Ахметов С. Ф., Давыдченко А. Г.* Поглощение продольных высокочастотных акустических волн в кристаллах $Y_{3-x}Lu_xAl_5O_{12}$.– ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 2, с. 672–678.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступило в редакцию 10.XII.1985

УДК 534.222.2

ОБ ОБРАЩЕНИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Брысев А. П., Стрельцов В. Н.

В последнее время большое внимание привлекают исследования обращения волнового фронта (ОВФ) звуковых пучков во внешних силовых полях. Среди различных возможных механизмов ОВФ звука особый интерес представляют процессы, приводящие к обращению волнового фронта с одновременным усилением пучков. Подобное обращение с усилением может быть достигнуто, например, при однородной временной модуляции скорости звука в среде [1]. Однако, практическая реализация достаточно глубокой модуляции встречает серьезные затруднения. В связи с этим представляется перспективным изучение другой возможности, состоящей в предварительном (без усиления) ОВФ пучка с последующим его усилением традиционными методами. Отметим, что подобная схема широко применяется в оптике.

В настоящей работе рассматриваются возможности ОВФ звука в плазмоподобных средах за счет геликон-фононного взаимодействия во внешнем переменном магнитном поле и прямого взаимодействия этого поля с ионной компонентой. Наиболее интересным с практической точки зрения является случай взаимодействия в плазме твердого тела. Поэтому в дальнейшем, для определенности, будем рассматривать именно эту возможность, причем будем предполагать, что геликон-фононное взаимодействие осуществляется за счет пьезоэффекта (для полупроводников такой механизм является, как правило, наиболее сильным). Во избежание громоздкости далее будем рассматривать два указанных механизма в отдельности. Оправданность такого рассмотрения будет видна из приведенных ниже численных оценок.

Пусть на бесконечный пьезоактивный кристалл с кубической осью симметрии z падает вдоль этой оси внешняя правополяризованная поперечная звуковая волна, описываемая смещением $U_{\text{пад}}=U_x^+ + iU_y^+ = U^+(z,\ t)\exp[i(\omega t - kz)]$. Кристалл помещен во внешнее переменное магнитное поле $\mathbf{H}=\{0,\ 0,\ H_0\cos 2\omega t\}$. Как будет показано ниже, распространение акустической волны $U_{\text{пад}}$ в таких условиях будет сопровождаться возникновением отражений правополяризованной поперечной волны

$\overset{\bullet}{U}_{\text{отр}}=U_x^- + iU_y^- = i\overset{-\bullet}{U}_{\text{отр}}(z,t)\exp[-i(\omega t + kz)]$.

Для методологического удобства рассмотрим вначале связанное распространение этих волн с учетом геликон-фононного взаимодействия, пренебрегая действием внешнего магнитного поля на ионы кристаллической решетки и индуцированным магнитным полем движущихся ионов. Влияние внешнего электрического поля, сопровождающего переменное магнитное поле $\mathbf{H}$ и зависящего от конкретной геометрии токов, создающих $\mathbf{H}$, далее также учитывать не будем.

Физическая картина процесса в рассматриваемых условиях достаточно проста. Распространение звуковых волн приводит к возникновению поперечного пьезоиндуцированного электрического поля. В результате совместного действия этого и внешнего магнитного поля на электроны проводимости возникает модулированный во времени электрический ток, который в результате обратного пьезоэффекта приводит к эффективному параметрическому взаимодействию прямой и обратной волн.

В указанных выше приближениях для стационарного режима при выбранной геометрии можно записать следующую замкнутую систему уравнений для медленных амплитуд акустических волн $U^+(z)$ и $U^{-*}(z)$, скорости движения электронов v и напряженности пьезоиндуцированного электрического поля $\mathbf{E}$:

$$\frac{\partial U^+}{\partial z} = -\frac{\bar{e}}{2\rho v_{\text{зв}}^2}E^+; \qquad \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\right)E^+ = i\frac{\bar{e}\omega^2 k}{c^2}U^+ + i\omega\frac{4\pi n e}{c^2}v^+, \tag{1}$$

$$\frac{\partial U^{-*}}{\partial z} = -\frac{\bar{e}}{2\rho v_{\text{зв}}^2}E^-; \qquad \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\right)E^- = i\frac{\bar{e}\omega^2 k}{c^2}U^{-*} - i\omega\frac{4\pi n e}{c^2}v^-,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{e}{m}E - \nu v - iv\frac{eH_0}{mc}\cos 2\omega t; \qquad (k^2=\omega/v_{\text{зв}}^2).$$

Здесь $E=E^+\exp[i(\omega t-kz)]+iE^-\exp[-i(\omega t+kz)]$; $E^\pm=E_x^\pm - iE_y^\pm$; $v^\pm=v_x^\pm - iv_y^\pm$; $v^\pm$ — комплексные амплитуды компонент скорости электрона с частотой ω и волновыми векторами $\mathbf{k}$, $-\mathbf{k}$ соответственно, ρ — плотность кристалла, $v_{\text{зв}}$ — скорость сдвиговой акустической волны, m — эффективная масса электронов проводимости, n — концентрация электронов в зоне проводимости, ν — эффективная частота столкновений электронов, $\bar{e}$ — пьезомодуль. Для простоты в (1) положим $\varepsilon_{11}=\varepsilon_{22}=\varepsilon$.

Как видно из последнего уравнения (2) распространение акустической волны $U_{\text{пад}}$ будет, вообще говоря, приводить к возникновению бесконечного числа акустических гармоник с частотами, кратными ω и волновым вектором $\mathbf{k}$, так что в разложениях U, v и E будет содержаться бесконечное число составляющих. Однако, лишь компоненты $v^\pm$, $E^\pm$ с частотами ω и $-\omega$ будут давать звуковые гармоники $U^\pm$, удовлетворяющие дисперсионному уравнению для акустических колебаний в кристалле. Таким образом, только эти компоненты дают определяющий вклад в полное акустическое поле; связь между ними определяется четырьмя первыми уравнениями (2). Заметим также, что, строго говоря, в разложении для E будут содержаться также гармоники, удовлетворяющие дисперсионному соотношению для электромагнитных волн, но, как будет видно из дальнейшего, амплитуды этих гармоник также пренебрежимо малы по сравнению с оставленными. В силу указанных обстоятельств, связь между электрическим полем и током как следует из (1) локальна.

Рассмотрим последнее уравнение (1). Делая замену переменных $v(t)=\tilde{v}(t)\exp[-\nu t]$ и выполняя свертку правой части с функцией Грина:

$$G(t,t') = \theta(t-t')\, e^{i\frac{\omega_c}{\omega}\sin 2\omega t}\, e^{-i\frac{\omega_c}{\omega}\sin 2\omega t'}, \tag{2}$$

после разложения экспонент в (2) в ряд по функциям Бесселя, для интересующих нас стационарных значений коэффициентов v^+ и v^- получаем:

$$v^+ = -i\frac{e}{m}\alpha^+E^+ + \frac{e}{m}\beta E^-; \qquad v^- = -\frac{e}{m}\beta E^+ - i\frac{e}{m}\alpha^-E^-; \qquad \text{где}$$

$$\alpha^+ = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{J_n^2\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)}{\omega(2n-1)+i\nu}; \tag{3}$$

$$\alpha^- = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)}{\omega(2n+1)+i\nu}; \quad \beta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) J_{n+1}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)}{\omega(2n+1)+i\nu}$$

где $\omega_c = eH_0/2mc$ – циклотронная частота.

Легко показать, что $\alpha^- = -\alpha^{+*}$, β – вещественно. Подставляя выражения (3) в уравнения для поля E в (1), решая полученную алгебраическую систему относительно E^+ и E^-, для амплитуд $\bar{U}^+$ и $\bar{U}^{-*}$ находим:

$$\frac{d\bar{U}^+}{d\tilde{z}} = i\alpha^* \bar{U}^+ + \beta \bar{U}^{-*}, \qquad \frac{d\bar{U}^{-*}}{d\tilde{z}} = \beta \bar{U}^+ + i\alpha \bar{U}^{-*}. \tag{4}$$

Здесь: $\bar{U}^\pm = U^\pm \exp\left[-iA\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\right)z\right]$; $A = \frac{\bar{e}^2\omega^2 k}{2\rho v_{зв}^2 c^2 \Delta}$;

$$\Delta = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \frac{\omega\omega_п^2}{c^2}\alpha\right)\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \frac{\omega\omega_п^2}{c^2}\alpha^*\right) + \left(\frac{\omega\omega_п^2}{c^2}\beta\right)^2;$$

$$\tilde{z} = A\frac{\omega\omega_п^2}{c^2}z; \qquad \omega_п^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}.$$

Отметим, что в отсутствии магнитного поля $\beta = 0$. Таким образом, как следует из (4), влияние магнитного поля проявляется в изменении дисперсии и затухания звука в системе и возникновении взаимодействия между компонентами звуковых волн U^+ и U^{-*}.

Решение системы (4) с граничными условиями $U^+(0) = U_0$; $U^{-*}(L) = 0$, где L – длина кристалла, имеет вид:

$$\bar{U}^+(L) = U_0 e^{iBL \operatorname{Re}\alpha} e^{-B\varkappa L} \frac{2\varkappa}{\varkappa - \operatorname{Im}\alpha + (\varkappa + \operatorname{Im}\alpha)e^{-2BL\varkappa}};$$

$$\bar{U}^{-*}(0) = U_0\beta \frac{e^{-2BL\varkappa} - 1}{\varkappa - \operatorname{Im}\alpha + (\varkappa + \operatorname{Im}\alpha)e^{-2BL\varkappa}}, \tag{5}$$

$$\text{где:} \quad \varkappa = \sqrt{\beta^2 + (\operatorname{Im}\alpha)^2}; \qquad B = A\frac{\omega\omega_п^2}{c^2}$$

Как легко проверить, выражение (5) при $\mathbf{H} = 0$ переходит в обычное уравнение для затухающей прямой акустической волны при электрон-фононном взаимодействии в пьезополупроводнике [2]. Из (5) непосредственно следует, что отраженная волна имеет волновой фронт, обращенный с точностью до несущественного постоянного фазового сдвига π к волновому фронту падающей волны $(U^-(0) \sim U^{+*}(0))$. Амплитуда обращенной волны монотонно растет с увеличением длины взаимодействия L, причем максимальный коэффициент преобразования $K|U^-(0)/U_0|$ достигает величины $K_{max} = \beta/(\varkappa - \operatorname{Im}\alpha)$, т. е. как и следовало ожидать, достаточно эффективное преобразование звуковой энергии возможно лишь при условии, что длина затухания звука в среде, определяемая $\operatorname{Im}\alpha$, много меньше коэффициента взаимодействия волн, определяемого β. Длина взаимодействия $L_{эфф}$, отвечающая указанному значению K_{max} при этом оказывается равной $L_{эфф} \sim (2B\beta)^{-1}$. Заметим, что наименьшее значение $L_{эфф}$ при $\omega \gtrsim \nu$ достигается при $k \sim \omega_п/c$ причем $L_{эфф}$ падает с ростом ω как ω^{-1}.

Сделаем теперь численные оценки. Примем $\bar{e} \sim 3\cdot10^4$ CGSE; $\rho \sim 5$ г/см³; $v_{зв} \sim 3\cdot10^5$ см/с; $\omega_п \approx 6\cdot10^{14}$ с$^{-1}$; $k \approx 3\cdot10^4$ см$^{-1}$. Тогда при $\omega_c \sim \omega$ $L_{эфф}$ оказывается порядка 10^8 см, $K \sim 0{,}4$. Напряженность внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, отвечающая указанному выше значению ω_c, $H \sim 6\cdot10^3$ Э. Таким образом, даже при таких трудно реализуемых параметрах системы, эффективность ОВФ в твердых телах на геликон-фононном взаимодействии мала.

Рассмотрим теперь второй механизм ОВФ звука, основанный на прямом воздействии переменного магнитного поля на ионы, движущиеся в поперечной звуковой волне. Для определенности будем рассматривать ионный кристалл с двумя типами ионов в элементарной ячейке (например, щелочно-галлоидный кристалл). Пренебрегая по-прежнему собственным индуцированным магнитным полем движущихся ионов и геликон-фононным взаимодействием, для смещения ионов $\mathbf{U}$ в длинноволновом приближении в отсутствие анизотропии поперечной скорости звука $v_{зв}$ можно записать:

$$\frac{\partial^2\mathbf{U}}{\partial t^2} - v_{зв}^2\frac{\partial^2\mathbf{U}}{\partial z^2} = \frac{e}{cM}\left[\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t}\times\mathbf{H}\right] - \frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t}, \tag{6}$$

где M, с учетом разноименности зарядов ионов, $M \sim M_1M_2/(M_1 - M_2)$, $M_{1,2}$ – масса отдельных ионов, μ – феноменологический коэффициент затухания звука. Для принятой выше геометрии звуковых пучков и магнитного поля при $eH_0/cM \ll \omega$ для введенных ранее медленных амплитуд $U^+(z)$, $U^{-*}(z)$ получаем следующую систему укороченных уравнений:

$$\frac{dU^+}{dz} = -\frac{\mu}{2v_{зв}}U^+ - \frac{\omega_c{}^i}{2v_{зв}}U^{-*};$$
$$\frac{dU^{-*}}{dz} = -\frac{\omega_c{}^i}{2v_{зв}}U^+ + \frac{\mu}{2v_{зв}}U^{-*}; \qquad (7)$$

где $\omega_c{}^i = eH_0/2Mc$.

Решение (7) с прежними граничными условиями имеет вид:

$$U^{-*}(0) = U_0\omega_c{}^i \frac{1 - e^{-\frac{\varkappa}{v_{зв}}L}}{\varkappa + \mu + (\varkappa - \mu)\, e^{-\frac{\varkappa}{v_{зв}}L}}.$$

Здесь $\varkappa = \sqrt{\mu^2 + \omega_c{}^{i2}}$.

Видно, что как и в предыдущем случае, фаза отраженной волны сопряжена к фазе падающей, амплитуда обращенной волны монотонно растет с увеличением длины взаимодействия L, причем коэффициент преобразования звуковой энергии при $\omega_c{}^i \gg \mu$ может достигать 100%.

Приведем численные оценки для LiF. Примем: $\mu \ll \omega_c{}^i \sim 10^5$ с$^{-1}$; $\omega \sim 5 \cdot 10^6$ с$^{-1}$; $v_{зв} \sim 5 \cdot 10^5$ см/с. Для таких значений параметров длина взаимодействия $L_{эфф}$, отвечающая 50% преобразованию амплитуды падающей волны в отраженную $L_{эфф} \sim \sim v_{зв}/\omega_c{}^i \sim 5$ см. Отвечающая указанному значению $\omega_c{}^i$ напряженность переменного магнитного поля H_0, составляет $H_0 \sim 200$ Э.

Таким образом, прямое взаимодействие ионной звуковой волны с переменным магнитным полем является достаточно эффективным механизмом ОВФ звука, причем в отличие от геликон-фононного взаимодействия этот механизм реализуется в любом ионном кристалле.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А.* Препринт ФИАН, 1982, № 90, с. 72.
2. *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973, 247 с.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17.II.1986

УДК 537.611.43

ДВУХФОНОННАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ТВЕРДЫХ ПАРАМАГНЕТИКАХ

Буишвили Л. Л., Гиоргадзе Н. П., Менабде М. Г.

Большая часть нестационарных явлений, наблюдаемых при взаимодействии света с веществом, имеет аналоги в магнитной квантовой акустике, что позволяет распространить существующие теоретические построения на нестационарные процессы при прохождении кратковременных акустических импульсов через твердые парамагнетики. Это, в частности, касается акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) в условиях акустического магнитного резонанса, хорошо изученного как теоретически, так и экспериментально [1, 2].

Ниже будет рассмотрено явление АСИП в разбавленном твердом парамагнетике в условиях двухфононного резонансного поглощения. Аналогичному явлению в оптике в настоящее время уделяется большое внимание [3].

Положим эффективный спин парамагнитного центра S равным 1 и будем считать, что имеет место квадрупольное расщепление. Как показано в работе [4], двухквантовый резонанс в такой системе позволяет устранить уширение линии, обусловленное неоднородностью квадрупольного взаимодействия. В наиболее простом случае тетрагональной симметрии гамильтониан невзаимодействующих спинов имеет вид (за ось z принята ось симметрии 4-го порядка)

$$\mathscr{H}_s = \omega_0 \sum_i S_{zi} + \omega_Q \sum_i \left[S_{zi}{}^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right], \qquad (1)$$

где ω_0 — зеемановская частота парамагнитного центра, а ω_Q — квадрупольная частота.

Предполагая, что звуковая волна распространяется вдоль оси z, и учитывая выбранную симметрию, гамильтониан спин-фононного взаимодействия представим