ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОДНОМЕРНО
КВАНТОВАННЫХ СРЕДАХ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОННОГО
ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

М. М. АРАКЕЛЯН, В. С. САРДАРЯН

Рассматривается вопрос об усилении звука в полупроводниковой тонкой пленке с парамагнитными примесями в условиях электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Получен аналитический вид для коэффициента поглощения звука. В зависимости от знака $q_y L$ (q_y — проекция волнового вектора звука в плоскости, перпендикулярной к плоскости пленки, L — толщина пленки) можно перейти от режима поглощения к режиму усиления. Показано что поглощение и усиление звука происходят при разных частотах. Коэффициент поглощения осциллирует в зависимости от толщины пленки. Меняя толщину пленки, можно перейти от режима поглощения к режиму усиления.

В последнее время возрос интерес к вопросу усиления звука в различных полупроводниковых средах с тем или иным энергетическим спектром частиц, причем, изменяя параметры задачи, можно перейти от режима поглощения к режиму усиления, что весьма существенно [1].

Представляет интерес рассмотреть задачу о распространении звука в условиях одномерного квантования в полупроводниковых пленках с учетом ЭПР. Так как спектр задачи существенно влияет на физическую кинетику, а толщина пленки и напряженность магнитного поля входят как параметры спектра, заранее ясно, что варьируя эти параметры, можно перейти от режима поглощения к режиму усиления звука. Настоящая статья посвящена этой задаче.

Электронная волновая функция примесных центров не является глубоко локализованной при достаточно большой концентрации примесей (в кремнии — при $n = 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Это объясняется следующим образом. Боровский радиус отдельного примесного атома, помещенного в полупроводник, разбухает в ϵ раз (ϵ — диэлектрическая проницаемость среды), т. е. валентный электрон примесного атома становится слабо связанным, а это значит, что пространственный масштаб волновой функции электрона примесного атома в полупроводнике во столько же раз больше масштаба изолированного атома. «При высоких концентрациях доноров электрон может не быть связанным с определенным примесным атомом, а может двигаться по кристаллу, обуславливая этим процесс проводимости даже при самых низких температурах» [2]. Усредняя расстояние между случайно распределенными по кристаллу примесями и вводя $r_0 = \sqrt{r^{-2}}$, мы фактически случайно распределенные по объему кристалла примеси представляем как некую подрешетку, внедренную в основную решетку кристалла с периодом r_0 . Для такой подрешетки при условии, конечно, что волновые функции перекрываются, естественно ввести блоховские функции $\Psi_k(r) = u(r)e^{ikr}$; правда, периодически меняющаяся амплитудная часть будет иной. В экспериментальной работе Дж. Феера и др. [2] наблюдался электронный спи-

новый резонанс связанных электронов и электронов проводимости в германии.

Рассмотрим полупроводниковую тонкую пленку с парамагнитными примесями, так что возможно наблюдение электронного спинового резонанса. Магнитное поле приложено параллельно поверхности пленки вдоль оси z (H_z), а плоская электромагнитная волна с напряженностью электрического поля $\mathbf{E}$ и частотой Ω_0 падает параллельно z , так что $\mathbf{E} \perp H_z$.

Пусть в резонансной среде в направлении x распространяется звук той же частоты, что и электромагнитная волна. Предполагается, что размеры рассматриваемых образцов много меньше длины волны электромагнитного излучения, соответствующего резонансным частотам. При этом амплитуду переменного поля можно считать постоянной по образцу. Будем считать также, что $\frac{1}{T_1}, \frac{1}{T_2} \ll \Omega_0$ (T_1 — время продольной релаксации спин-системы, T_2 — время поперечной релаксации).

Особенности спектра электронов в такой системе состоят в появлении эквидистантных магнитопленочных дискретных уровней с интервалом $\hbar\tilde{\omega}$, которые вызваны одновременным влиянием на поперечное движение магнитного поля и ограниченности пленки [3]. Для парамагнитной системы эти магнитопленочные уровни расщепляются в магнитном поле. Рассеяние электронов приводит к размытию уровней, поэтому квазидискретный характер спектра следует учитывать только при условии $\tilde{\omega}\tau \gg 1$, где $\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$ — так называемая магнитопленочная частота, $\omega_c = \frac{eH}{c\sqrt{m_\perp m_\parallel}}$ —

циклотронная частота, $m_\perp$ и $m_\parallel$ — поперечная и продольная массы, τ — время релаксации электронов по импульсам.

Если частота электромагнитной волны соответствует резонансной частоте парамагнитной системы, то возможен процесс, при котором происходит поглощение фотона и испускание фонона, и в такой системе может происходить усиление звука. Наличие пленочного квантования приводит к ряду особенностей.

Гамильтониан системы магнитоквантованных электронов в пленке, взаимодействующих с высокочастотным электрическим полем и звуком, при учете спин-орбитального взаимодействия имеет вид [3, 4]

$$H(t) = \sum_{M, \mathbf{k}} \varepsilon_M \left[\mathbf{k}_p - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right] a_{M, \mathbf{k}}^+ (\mathbf{k}) a_{M, \mathbf{k}} (\mathbf{k}) + \\ + \sum_{M, M', \mathbf{k}, \mathbf{q}} C_{M, M', \mathbf{k}, \mathbf{q}} \left\{ a_M^+ (\mathbf{k}) a_{M'} (\mathbf{k} - \mathbf{q}) b(\mathbf{q}) + \right. \\ \left. + a_{M'}^+ (\mathbf{k} - \mathbf{q}) a_M (\mathbf{k}) b^+(-\mathbf{q}) \right\} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar \Omega_0(\mathbf{q}) b^+(\mathbf{q}) b(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_{M, \mathbf{k}} = \left(M + \frac{1}{2} \right) \hbar \tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_\parallel} + \frac{\omega_0^2 \hbar^2 k_x^2}{\tilde{\omega}^2 2m_\parallel} + \beta (s_x \hbar_x + s_y \hbar_y + s_z \hbar_z),$$

$$\Psi_{M, \mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{L_x L_z}} \exp \{ i(k_z z + k_x x) \} \frac{1}{\sqrt{l}} \varphi_M \left(\frac{y - y_{ky}^0}{l} \right),$$

$$\mathbf{h} = (H_{1x} \exp i \Omega_0 t, H_{1y} \exp i \Omega_0 t, H_z),$$

ε — энергия электрона, s_x, s_y, s_z — проекции спина, M — магнито-плочное квантовое число, k_x, k_z — продольные компоненты двумерного волнового вектора $\mathbf{k}$, L_x, L_z — линейные размеры пленки, ω_0 — найденная из соотношения неопределенностей для нижних квантовых уровней величина $\omega_0 \sim \left(\frac{\hbar}{m_{\perp}}\right) \left(\frac{\pi}{L}\right)^2$, φ_M — функция Эрмита M -го порядка, $l = \left(\frac{\hbar}{m_{\perp} \omega}\right)^{1/2}$ — магнито-плочная длина, $C_{MM'}(\mathbf{q})$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия с изменением спинового состояния, b, b^+ и a, a^+ — операторы рождения и уничтожения электронов и фононов, β — магнетон Бора.

Чтобы не загромождать работу излишними расчетами, остановимся на случае, когда заполнен всего один магнито-плочный уровень ($M=0$). Тогда задача становится двумерной в пространстве квантовых чисел, и возможны переходы только с изменением k_x и k_z . Далее, выполнив преобразования, аналогичные (2)–(6) работы [1], для коэффициента поглощения звука (u — скорость звука) получим

$$\alpha(\mathbf{q}) = - \sum_{s, M} \frac{L}{2\pi\hbar u} C_{M, M}^2(\mathbf{q}) J_s^2(A) \int dk_x [n_M(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - n_M(\mathbf{k})] \times \quad (2)$$

$$\times \delta \left[-\frac{\hbar\omega_0^2}{m_{\parallel}\omega^2} k_x q_x + \frac{\hbar^2\omega_0^2}{2m_{\perp}\omega^2} q_x^2 + 2\beta\hbar k_x \int_s s_x g(\omega_p) d\omega_p + \hbar u_x q_x + \hbar\Omega_0 \right],$$

где ω_p — резонансная частота.

Для лоренцевой неоднородно уширенной линии имеем

$$h(\omega_p) = \frac{\Omega_1 \pi^{-1}}{(\omega_p - \Omega_0)^2 + \Omega_1^2},$$

Ω_1 — неоднородная ширина линии, Ω_0 — центральная частота.

Подставляя значение s_x , найденное из системы уравнений Блоха для случая, когда на спин-систему действуют одновременно два поля — электромагнитное и акустическое, получим

$$\int \langle s_x \rangle h(\omega_p) d\omega_p = \frac{s_0 M (1 + \Omega_1 T_3)}{(\Omega_0 - \Omega_0)^2 + (\Omega_1 + T_3^{-1})^2} + \frac{s_0 R^* (\Omega_0 - \Omega_0)}{(\Omega_0 - \Omega_0)^2 + (\Omega_1 + T_3^{-1})^2},$$

где

$$M = -\frac{G\Omega f}{U\hbar T_2} - \frac{f\omega_1 \sin(\alpha + \varphi)}{T_2 R} + \frac{g\omega_1 \cos(\alpha + \varphi)}{T_2 R},$$

$$R^* = \frac{G\Omega g}{U\hbar} + \frac{f\omega_1 \cos(\alpha + \varphi)}{R} + \frac{g\omega_1 \sin(\alpha + \varphi)}{R},$$

$$T_3 = T_2 [1 + T_1 T_2 [(Af + \omega_1 \sin \alpha)^2 + (A_3 + \omega_1 \cos \alpha)^2]]^{-\frac{1}{2}},$$

$$A = Gq\hbar^{-1}, \quad \varphi = \varphi_2(\mathbf{x}, t).$$

Электромагнитная волна имеет вид

$$H(z, t) = \text{Re } H_1(z, t) \exp \{ i[\Omega_0 t - k_1 z + \Phi_1(z, t)] \},$$

$\omega_1 = -\gamma H_1$, $H_1(z, t)$ — амплитуда переменного магнитного поля, k_1 — модуль волнового вектора, $\Phi_1(z, t)$ — фаза, s_0 — среднее значение $\langle s_z \rangle$ в термодинамическом равновесии, G — константа спин-фононного взаимодействия.

Для звуковой волны имеем

$$U(x, t) = \text{Re} [f(x, t) + ig(x, t)] \exp [i(\Omega_0 t - q_x x)] = \\ = \text{Re } R(x, t) \exp [i(\Omega_0 t - q_x x + \Phi_2(x, t))],$$

$R(x, t)$ — амплитуда смещения, q_x — модуль волнового вектора звука $f(x, t)$ и $g(x, t)$ — действительные функции, $\Phi_2(x, t)$ — фаза упругой волны, $\Delta = \Omega_0 - \omega_p$, $a = q_x x$.

При $s_0 < 0$, что соответствует отсутствию инверсии в спин-системе, получаем

$$s_x^* = -Ms_0 \frac{1 + \Omega_1 T_3}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2} - s_0 R^* \frac{\Omega_0 - \Omega_{II}}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2}.$$

При $\Omega_1 T_3 \gg 1$ имеем

$$s_x^* = C \frac{\Omega_1 T_3}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2} + D \frac{\Omega_0 - \Omega_{II}}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-1})^2},$$

где $C = -s_0 M$, $D = -s_0 R^*$.

Интегрируя (2) по k_x и подставляя выражение для матричного элемента, для коэффициента поглощения звука получим [5]

$$\alpha(q) = \frac{L_x q_x^2 R^2 A^2 K^2 q_p^4}{2\pi \hbar q_x u} \exp[-\exp 2q_p L + 2q_p L] \cos q_y L \times \\ \times \{ [\delta(2\beta s_x^* h_x + \hbar u q_x + \hbar \Omega_0) - \delta(-2\beta s_x^* h_x - \hbar u q_x + \hbar \Omega_0)] \times \\ \times J_s^2 \left(\frac{e\omega_0^2}{\Omega_0^2 m \bar{\omega}^2} q_x E_{0x} \right) + J_0^2 \left(\frac{e\omega_0^2}{\Omega_0^2 m_{II} \bar{\omega}^2} q_x E_{0x} \right) \times \\ \times [\delta(2\beta s_x^* h_x + \hbar u q_x)] \}, \quad (4) \\ R = \exp [iq_y y_{kx} + i\beta_1(q_y, y - y_{kx}^0)],$$

где $A \sim C \delta_g \left(\frac{\hbar^2}{m_1 E_g} \right)$, C — константа потенциала деформации, E_g — энергия щели, δ_g — сдвиг на краю зоны δ_g (порядка $\sim \left(\frac{p^2}{m_1 E_g} \right) \Delta / (\Delta + E_g)$), Δ — спин-орбитальное расщепление [6], q_p — проекция вектора q на плоскость пленки.

Пусть $|D| \gg |C|$. Тогда в зависимости от подаваемой частоты $s_x^* \sim \frac{\Omega_0 - \Omega_{II}}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-1})^2}$ может менять знак. При частотах, при кото-

рых $s_x^* > 0$, возможно усиление звука: происходит процесс поглощения фотона и испускание фотона той же частоты. При частотах подаваемого сигнала, когда $s_x^* < 0$, происходит процесс поглощения фотона и фотона. Таким образом, поглощение и усиление звука происходят при разных частотах.

Линии поглощения и испускания в (4) идеально узки. В действительности рассеяние электронов приводит к конечной ширине и высоте этих пиков. Сделаем замену $\delta(\omega) \rightarrow \Gamma[\pi(\omega^2 + \Gamma^2)]^{-1}$, где Γ — частота столкновения электронов. При слабых полях, когда $\frac{e}{\Omega^2 m} q_x E_{ux} \ll 1$, функцию Бесселя можно разложить в ряд. Полагая $s = 1$, получим

$$\alpha(q) = - \frac{2 L_x R^2 A^2 K^2 q_p^4 \exp(-\exp 2 q_p L + 2 q_p L) \cos q_y L}{\pi^2 u \Omega_0^3 m_{\parallel}^2 [(2 \beta s_x^* h_x + \hbar u q_x + \hbar \Omega_0)^2 + \hbar^2 \Gamma^2]} \times \\ \times \frac{e^2 q_x^3 E_{0x}^2 (2 \beta s_x^* h_x + \hbar u q_x) \hbar \Gamma \omega_0^4}{[(-2 \beta s_x^* h_x + \hbar u q_x + \hbar \Omega_0)^2 + \hbar^2 \Gamma^2] \omega^4},$$

где [5]

$$q_p^2 = (q_{x'} - q_x)^2 + q_y^2.$$

Таким образом, коэффициент поглощения звука осциллирует в зависимости от толщины пленки. Кроме того, меняя толщину пленки, можно перейти от поглощения к усилению.

Ереванский государственный
педагогический институт им. Х. Абовяна

Поступила 30.XII.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Аракелян. ФТП, 8, 594 (1974).
2. Дж. Феер. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках, Изд. ИЛ, 1962.
3. М. Ш. Ерухимов, Б. А. Тавгер. ЖЭТФ, 53, 926 (1967).
4. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ЖЭТФ, 63, 660 (1972).
5. А. Е. Зильберман. ЖЭТФ, 23, 49 (1952).
6. Y. Yafet. Sol. Stat. Phys., 14, Ny (1963).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՊԱՐԱՄՄԱԳՆԻՍՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ
ՁԱՅՆԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՄԻԱԶԱՓ
ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Մ. Մ. ԱՐԱԿԵԼՅԱՆ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Դիտարկվում է ձայնի ուժեղացման հարցը պարամագնետիկ խառնուրդով կիսահաղորդիչ բարակ թիթեղում էլեկտրոնային ռեզոնանսի պայմաններում: Ձայնի կլանման գործակցի համար ստացված է անալիտիկ տեսք: Կախված $q_y L$ -ի մեծությունից (q_y — ձայնային ալիքի վեկտորի պրոեկցիան է թիթեղի հարթությանը ուղղահայաց հարթության վրա, L — թիթեղի հաստությունն է) կարելի է կլանման ռեզիմից անցնել ուժեղացման ռեզիմի: Ցույց է տրված, որ ձայնի ուժեղացումը և կլանումը կատարվում են տարբեր հաճախություններում: Կլանման գործակցիցը տատանվում է կախված թիթեղի հաստությունից: Փոփոխելով թիթեղի հաստությունը, կարելի է կլանման ռեզիմից անցնել ուժեղացման ռեզիմի:

SOME FEATURES OF SOUND PROPAGATION
IN UNIFORM QUANTIZED MEDIA UNDER THE CONDITIONS
OF ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE

M. M. ARAKELYAN, V. S. SARDARYAN

The problem of sound amplification in a semiconducting film with paramagnetic admixtures under the condition of electron paramagnetic resonance (EPR) is considered. The analytical expression for the sound absorption coefficient has been obtained. Depending upon the value of $q_y L$ (q_y is the projection of sound wave vector in the plane perpendicular to the film plane, L is the film thickness) it is possible to pass from absorption conditions to amplification ones. It has been shown that the absorption and the amplification of the sound wave take place at different frequencies. The absorption coefficient oscillates depending upon the film thickness.