01;05,09;11

Эффекты брэгговского отражения при распространении магнитоупругих СВЧ импульсов в структуре тонкая пленка феррита–диэлектрическая подложка

© *С.В. Мериакри*

Институт радиотехники РАН,
141120 Фрязино, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 7 апреля 1997 года. В окончательной редакции 26 апреля 1999 г.)

Проведено теоретическое исследование распространения СВЧ импульса в структуре тонкая ферритовая пленка–подложка в режиме переотражений ("звона") акустической компоненты подложки. Показано, что в результате взаимодействия СВЧ импульсов с границами подложки распространение СВЧ возбуждения в системе можно рассматривать как распространение волнового пакета в периодической неоднородной среде. Получены основные характеристики распространяющегося волнового пакета.

Исследование распространения импульсов магнитоупругих волн (МУВ) интересно, с одной стороны, в связи с изучением природы магнитных волн и их взаимодействия с акустическими волнами в магнитных материалах, с другой стороны, в связи с расширением представлений об импульсном распространении СВЧ сигналов. Одним из интересных объектов исследования в этом направлении является изучение импульсов быстрых магнитоупругих волн (МУВ) [1–4]. Импульсное распространение МУВ обладает рядом интересных особенностей. Для таких волн подложка является диэлектрическим волноводом, в котором чисто упругие волны имеют высокую дисперсию и их фазовая скорость $v_P \gg v_S$ (v_S — скорость звука в бесконечном кристалле). Вектор скорости быстрых упругих волн почти перпендикулярен границам подложки, и они эффективно взаимодействуют с магнитостатическими волнами (МСВ), в частности с волнами Дэймона–Эшбаха. В работах [5,6] было экспериментально обнаружено, что при подаче на входной преобразователь СВЧ импульса длительностью τ_0 на выходном преобразователе кроме прошедшего сигнала наблюдался ряд задержанных СВЧ импульсов, разделенных одинаковыми интервалами времени задержки τ_d ("звон"). Первый задержанный импульс отделяет от исходного тот же интервал времени τ_d. Эксперименты проводились на структурах, состоящих из субмикронной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) в таких условиях, в которых в непрерывном режиме возникают быстрые МУВ. При исследовании времени задержки оказалось, что $\tau_d = 2\tilde{l}/v_S$, где $\tilde{l}$ — толщина подложки, а при изучении серии задержанных импульсов на спектр-анализаторе оказалось, что в их спектре отсутствует ряд частот, соответствующих частотам, кратным частотам мод Лэмба подложки [7]. В [7] дано оценочное объяснение подавления частот, кратных частотам мод Лэмба подложки, на основе спектральной функции магнитостатического эха с использованием коэффициента передачи сигнала, который в работе не определен.

В настоящей работе предлагается другой способ описания распространения СВЧ импульса со "звоном". Он основан на аналогии между процессом волноводного распространения импульсов с отражениями и распространения волн в периодических средах. Эта аналогия связана с тем, что при взаимодействии СВЧ импульса с границами волновода в системе возникает периодическая временна́я неоднородность. Это дает возможность, используя хорошо развитый аппарат распространения волн в периодических средах для описания импульсов в режиме "звона", получить основные характеристики распространяющихся возбуждений.

Рассмотрим геометрию задачи. Пусть пленка толщиной h расположена в полупространстве $y > 0$, подложка — в полупространстве $y < 0$. Внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0 \parallel 0z$ лежит в плоскости пленки, СВЧ импульс распространяется в положительном направлении оси **0X**, перпендикулярно внешнему магнитному полю. В структуре возбуждается импульсный СВЧ сигнал

$$f(t) = \begin{cases} A_0 \cos \omega_0 t, & |t| \leqslant \dfrac{\tau_0}{2}, \\ 0, & |t| > \dfrac{\tau_0}{2}. \end{cases}$$

Здесь f — амплитуда возбуждаемого сигнала, ω — его частота. Под f могут подразумеваться любые компоненты СВЧ полей (магнитного, электрического, СВЧ тока) в зависимости от способа возбуждения. Спектр этого сигнала

$$G(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{\frac{-\tau_0}{2}}^{\frac{\tau_0}{2}} A_0 e^{i\omega t} e^{i\omega_0 t} d\tau = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin\left[(\omega - \omega_0)\frac{\tau_0}{2}\right]}{(\omega - \omega_0)\frac{\tau_0}{2}}. \tag{1}$$

Величины СВЧ магнитных полей импульса находятся из соотношения

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{H}}(\omega,\mathbf{r})\, G(\omega) \mathrm{e}^{i/\omega(\mathbf{q})t} d\omega, \qquad (1a)$$

где ω — круговая частота; q — волновое число; $\tilde{\mathbf{H}}(\omega,\mathbf{r})$ — фурье-компоненты СВЧ магнитного поля импульса, распространяющегося в феррите, в точке $\mathbf{r}$; $\tilde{\mathbf{H}}(\omega,\mathbf{r})$ изменяется по мере распространения импульса в феррите; зависимость $\tilde{\mathbf{H}}(\omega,\mathbf{r})$ будет определена далее в работе.

Система уравнений для нахождения СВЧ полей и зависимости $\omega(\mathbf{q})$ имеет вид: а) в феррите

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \big[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}\big],$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}^{(m)} + b_{iklm} M_l u_{ik},$$

$$\operatorname{div} B = 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 0; \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M},$$

$$\rho\ddot{u} = \frac{\partial}{\partial x_k}\big[c_{iklm} u_{lm} + b_{iklm} M_m M_l\big], \qquad (2)$$

где H_{eff} — эффективное внутреннее магнитное поле в феррите, определяемое из уравнения

$$\frac{\delta \mathcal{H}_{\text{eff}}}{\delta \mathbf{M}} = \mathbf{H}_{\text{eff}},$$

где $\mathcal{H}$ — гамильтониан системы

$$\mathcal{H} = \int \Bigg[\mathbf{M}\mathbf{H}_0 + \frac{(\mathbf{H}^{(m)})^2}{8\pi} + b_{iklm} M_l M_m u_{ik} + \frac{1}{2}\rho\dot{u}_i^2 + \frac{1}{2} c_{iklm} u_{ik} u_{lm}\Bigg] dv$$

(обменное взаимодействие и анизотропия в рассматриваемом случае не существенны и рассматриваться не будут); б) в вакууме

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0, \qquad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \qquad (3)$$

здесь M — вектор магнитного момента феррита, $H^{(m)}$ — поля размагничивания, b_{iklm} — тензор магнитоупругих постоянных феррита, u_{ik} — тензор деформации, c_{iklm} — тензор модулей упругости, u_i — компоненты вектора смещения, $\gamma = 2.83\,\text{MHz/Oe}$, ρ — плотность; в) в подложке в моменты времени t: $(n-1)\tau_1 < t < (\tau_1 - \tau_0)n$; $n = 1, 2, 3\ldots$; $\tau_0 = \tau_d/2$ уравнение имеет вид

$$\rho\ddot{u}_i = \frac{\partial}{\partial x_k} c_{iklm} u_{lm}, \qquad (4)$$

в моменты времени t: $(\tau_1 - \tau_0)n < t < n\tau_1$ СВЧ импульс достигает границу подложки и взаимодействует с ними. В результате этого взаимодействия скорость в направлении координаты y v_y меняет свой знак на противоположный, т. е. импульс отражается от границы, приобретая удельный импульс силы ΔF в результате соударения с ней

$$\Delta F = \rho v_{\text{up}} = \rho v_{\text{down}} \approx 2\rho\dot{u},$$

v_{up} и v_{down} — скорости звука СВЧ импульса при распространении в положительном и отрицательном направлении оси $0Y$ соответственно. Здесь учтено, что для рассматриваемых быстрых магнитоупругих волн $v_x \ll v_y$ [1–5].

Таким образом, СВЧ импульс каждый раз при подходе к границе и взаимодействии с ней получает импульс силы, изменяющий его движение на противоположное. Сама граница локально деформируется во время взаимодействия с СВЧ импульсом. Таким образом, уравнение движения в подложке при t: $(\tau_1 - \tau_0)n < t < n\tau_1$ примет вид

$$\rho\ddot{u}_i = \frac{\partial}{\partial x_k}\big[c_{iklm} u_{lm}\big] + \frac{2\rho\dot{u}_i}{\tau_0}. \qquad (5)$$

Следует отметить, что в пленке феррита учитывать взаимодействие импульса с границами пленки не нужно, так как время пробега как акустической, так и магнитостатической волны по толщине пленки и обратно $\tau_{pl} \ll \tau_0$, вследствие чего в пленке реализуется квазинепрерывный режим распространения волны [8]. Компоненты СВЧ полей рассматриваемой системы были найдены в работах [4,5], причем было установлено, что в рассматриваемом случае в подложке распространяется волна Лэмба с высоким номером моды m ($m \approx 1000$), которая имеет единственную компоненту вектора смещения u_z.

Из (4) и (5) следует, что подложку в данной ситуации можно рассматривать как среду с периодически меняющимися во времени коэффициентами. Так как импульсы, за исключением моментов соударений с границами подложки, движется почти равномерно, а временем соударений можно пренебречь, то периодичность во времени можно заменить периодичностью в пространстве. Учитывая, что акустическая волна движется почти перпендикулярно границам подложки ($v_x \ll v_y$), пренебрегая небольшим смещением вдоль оси **0X**, будем считать $y \approx v_s t$. В этих предположениях из (4) и (5) следует, что

$$\rho\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = c_{44}\nabla^2 u_z + \frac{2\rho}{\tau_0}\frac{\partial u_z}{\partial t}\Pi(y), \qquad (6)$$

где

$$\Pi(y) = \begin{cases} 0, & n\tilde{l} < y < (n+1)\tilde{l} - v_S\tilde{l}, \\ -1, & (2n+1)\tilde{l} - v_S\tau_0 < y < (2n+1)\tilde{l}, \\ 1, & (2n+1)\tilde{l} - v_S\tau_0 < y < 2\tilde{l}. \end{cases}$$

Таким образом, подложка заменена эффективной полубесконечной средой с периодически меняющимися свойствами, в которой прямолинейно распространяется акустический импульс. Следует отметить, что эта периодичность учитывает условия отражения импульса от границ подложки.

Решение (6) ищем с помощью стандартной процедуры распространения волны в периодической среде [9]. Подставляя u_z в виде $u_z \sim u_z(x,y)e^{i\omega t}$ в (6) имеем

$$\left[\frac{\rho\omega^2}{c_{44}}\left[1+\frac{2}{\omega\tau_0}\Pi(y)\right]+\nabla^2_{x,y}\right]u_z(x,y)=0. \qquad (7)$$

Уравнение (7) является дифференциальным уравнением с периодически меняющимися коэффициентами. Нормальные моды невозмущенной среды (без члена $\Pi(y)$) известны, запишем их в виде

$$u_z(x,y)=u_{z,m}(x)\,e^{i(\beta_m y-\omega t)},$$

где $u_{z,m}$ представляет собой нормальные моды невозмущенной среды [8]: $u_{z,m}(x)\sim u_m e^{iqx}$.

Как нормальные моды они удовлетворяют уравнению

$$\left(\frac{\rho\omega^2}{c_{44}}+\nabla^2_x-\beta^2_m\right)u_{z,m}=\left(\frac{\rho\omega^2}{c_4}-q^2_m-\beta^2_m\right)u_{z,m}=0. \qquad (8)$$

Отсюда с учетом $v_x \ll v_y$ имеем

$$\frac{\rho\omega^2}{c_{44}}=\beta^2_m(1+\xi^2_m),$$

$$\xi_m=\frac{q_m}{\beta_m}\ll 1,$$

$$u_{z,m}=u_{ml}\exp\left[i(q_m x-\beta_m y-\omega t)\right], \qquad (8a)$$

u_z находится из условий нормировки с учетом следующих соображений.

Пусть при $Y=0$ возбуждается произвольное поле с частотой ω, тогда поле, распространяющееся в невозмущенной среде, можно представить в виде линейной комбинации нормальным мод

$$u_z=\sum A_m u_m(x)\,e^{i(\beta_m y-\omega t)}. \qquad (9)$$

Нормировку выбираем следующим образом:

$$\int u^*_{zk}(x)\,u_{zl}(x)dx=\frac{2\rho}{c_{44}}\,\frac{\omega}{|\beta_k|}\,\delta_{kl}. \qquad (9a)$$

Нормировка выбирается так, чтобы в единицу времени через единичную площадь протекал поток энергии СВЧ импульса, равный единице. Решение уравнений для среды с периодически меняющимися возмущениями $u_z^{(b)}$ будем искать аналогично [9] методом вариации постоянных или связанных мод. Для этого считаем коэффициенты A_m в (9) зависящими от y. Подставляя (9) с $A_m(y)$ в уравнение движения (7), с учетом (8) получаем

$$\left[\sum\frac{d^2}{dy^2}A_k-2i\beta_k\frac{d}{dy}A_k\right]u^{(b)}_{zk}(x)\,e^{i\beta_k y}$$
$$=\frac{\rho\omega^2}{c_{44}}\,\frac{1}{\omega\tau_0}\left[\sum\Pi(y)\,A_l u_{zl}e^{i\beta_l y}\right]. \qquad (10)$$

Для случая $(\tilde\omega\tau_0)^{-1}\ll 1$ возмущение акустической системы будет слабым, в этом случае модовые амплитуды A_k меняются много медленнее, чем экспоненциальные множители $e^{i\beta_k y}$, так как экспоненциальный множитель соответствует волновому распространению импульса, а dA_k/dy соответствует периодическому возмущению распространяющегося импульса, поэтому $d^2A_k/dy^2 \ll \beta_k(dA_k/dy)$. С учетом этих приближений получим уравнения связанных мод

$$\frac{d}{dy}A_k(y)-i\frac{\beta_k}{|\beta_k|}\sum_l\sum_m c^{(m)}_{kl}A_l$$
$$\times\exp\left[i\left(\beta_l-\beta_m-m\frac{\pi}{2}\right)y\right], \qquad (10a)$$

$$c^{(m)}_{kl}=\frac{1}{4\pi\tau_0}\left\langle k|\Pi_m|l\right\rangle=\frac{\omega}{4}\int u^*_{zk}(x)\Pi_m u_{zl}(x)dx,$$

$$\Pi(y)=\sum_{m\neq 0}\Pi_m\,e^{im\frac{2\pi}{2l}y}. \qquad (11)$$

При выводе (10) учтены условие нормировки (9a), свойство ортогональности нормальных мод и периодичность малого возмущения уравнения распространения волн (7), (10). Здесь Π_m — коэффициенты Фурье для разложения функции $\Pi(y)$ в ряд Фурье. Резонансная связь между модами осуществляется при выполнении условии

$$\beta_k-\beta_l=m\,\frac{2\pi}{\Lambda}. \qquad (12)$$

Основную роль в (10) имеет связь между двумя модами, для которых выполняется условие (12), в котором $\Lambda=2\tilde l$. Обозначая эти две основные моды индексами 1 и 2, запишем основные уравнения для связанных мод

$$\frac{d}{dy}A_1=-i\varkappa A_2\,e^{i\Delta\beta y},$$

$$\frac{d}{dy}A_2=-i\varkappa^* A_1\,e^{-i\Delta\beta y};$$

$$\Delta\beta=\beta_1-\beta_2-m\,\frac{2\pi}{\Lambda};\qquad m=0,1,2;$$

$$\varkappa=c^{(m)}_{12}=c^{(-m)^*}_{21}. \qquad (13)$$

В рассматриваемом случае импульсное возбуждение распространяется в положительном направлении оси **0X** и вследствие отражения от периодической решетки возникает отраженная волна, распространяющаяся в отрицательном направлении оси **0X**. Таким образом, следует рассматривать связь между волнами, распространяющимися в противоположных направлениях. В этом случае

$$\frac{\beta_1}{|\beta_1|}=1;\qquad\frac{\beta_2}{|\beta_2|}=-1. \qquad (13a)$$

Чтобы решить уравнение (13) для случая двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях, необходимо найти $\varkappa = c_{12}^{(m)}$ и фурье-разложение $\Pi(y)$. Разлагая в ряд Фурье $\Pi(y)$, получим

$$\Pi(y) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{i}{\pi m'} \left[\exp\left(i|m'|\frac{\pi a}{a+b}\right)+1\right] \exp\left(im'\frac{\pi}{a+b}y\right);$$

$$m' = 2k' + 1, \qquad a = l - v_S\tau_0, \qquad b = v_s\tau_0. \qquad (14)$$

С учетом этих соотношений и формулы (10) получим выражение для $c_{kl}^{m'}$

$$c_{kl}^{(m')} = \frac{1}{4\pi\tau_0 m'}\left[\exp\left(im'\frac{\pi a}{a+b}\right)+1\right]\frac{\rho}{c_{44}}\frac{2\omega}{\sqrt{|\beta_k||\beta_l|}}.$$

В рассматриваемом случае

$$\beta_1 = \omega\sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}}\left(1 - \frac{\xi_1^2}{2}\right),$$

$$\varkappa = \sqrt{\frac{\rho}{c_{44}}}\left(1 - \frac{\xi_1^2}{2}\right)\frac{1}{2\tau_0\pi m'}\left[\exp\left(i\frac{\pi m' a}{a+b}\right)+1\right],$$

$$|\varkappa| = \frac{\sqrt{1+\cos\left(\frac{\pi m' a}{a+b}\right)}\left(1+\frac{\xi_1^2}{2}\right)}{\sqrt{2}\pi m' v_S\tau_0}$$

$$= \frac{\sqrt{1+\cos\frac{\pi m'(\tau_1-\tau_0)}{\tau_1}}}{\sqrt{2}\pi m' v_S\tau_0}\left(1+\frac{\xi_1^2}{2}\right).$$

Здесь учтено, что $a + b = v_S\tau_1$, $a = v_S(\tau_1 - \tau_0)$. Для того чтобы между двумя рассматриваемыми модами осуществлялась сильная связь, недостаточно выполнения условия резонансной связи (12). Необходимо также выполнение условия связи динамического коэффициента. Так, при $\tau_0/\tau_1 \ll 1$, $m' = 0.2\ (2n)$ коэффициент $\varkappa \approxeq 0$, при других соотношениях τ_0/τ_1, когда $\pi m'(\tau_1-\tau_0)/\tau_1 = \pi(2k'+1)$, связь между модами осуществляться не будет. Однако всегда найдется значение m, при котором $\varkappa \neq 0$. Пусть A_1 — амплитуда падающей волны, A_2 — отраженной. Начальные условия для амплитуд $A_1\big|_{r=0} = 1$; $A_2\big|_{r=2} = 0$. Здесь L — расстояние между входным и выходным преобразователями СВЧ сигнала. Тогда из (13) получим

$$A_1(y) = \frac{e^{\frac{i\Delta\beta y}{2}}\left[s\,\mathrm{ch}[s(L_y-y)] + i\frac{\Delta\beta}{2}\,\mathrm{sh}[s(L_y-y)]\right]}{s\,\mathrm{ch}(sL_y) + i\frac{\Delta\beta}{2}\,\mathrm{sh}(sL_y)},$$

$$A_2(y) = e^{\frac{-i\Delta\beta y}{2}}\frac{\left[-i\varkappa^*\,\mathrm{sh}[s(L_y-y)]\right]}{s\,\mathrm{ch}(sL_y) + i\frac{\Delta\beta}{2}\,\mathrm{sh}(sL_y)}. \qquad (15)$$

Здесь L_y — проекция на оси $0Y$ расстояния в системе координат, соответствующей пространству с периодически меняющимися коэффициентами, которое заменяет подложку $L_y^2 + L_x^2 = L_\Sigma^2 = L^2 \approx (2n\tilde{l})^2$; $n = 1, 2, \ldots$, где L_Σ — полный путь, пройденный после всех отражений с учетом $L_x \ll L_y$, $L_y \approx 2n\tilde{l}$;

$$s^2 = \varkappa\varkappa^* - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2; \quad \Delta\beta = \frac{2}{v_S}(1-\xi_1^2)(\omega-\omega_n);$$

$$\omega_n = \frac{2\pi v_S}{(a+b)}2n,$$

где ω — частота, соответствующая четной моде Лэмба подложки.

Коэффициент отражения гармоник R_n определяется выражением

$$R_n = \frac{\varkappa\varkappa^*\,\mathrm{sh}^2(sL_y)}{s^2\,\mathrm{ch}^2(sL_y) + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2\mathrm{sh}^2(sL_y)} \qquad (16)$$

и достигает своего максимума при $\Delta\beta = 0$

$$R_{\max} = \mathrm{th}(|\varkappa|L_y),$$

$$R_{\max} \to 1 \quad \text{при} \quad |\varkappa|L_y \to \infty.$$

Коэффициент отражения является четной функцией $\Delta\beta$. Спектр состоит из основного пика с отчетливым максимумом и нескольких побочных пиков отражения. Ширину основного пика определяем из условия максимального коэффициента отражения при максимальном отклонении $\Delta\beta$ от нуля.

Максимальный коэффициент отражения R_0 при $|\Delta\beta| > 0$

$$R_0 \approx \frac{\varkappa\varkappa^* L_y^2}{1+\varkappa\varkappa^* L_y^2}; \qquad R_0 \to 1 \quad \text{при} \quad |\varkappa|L_y \to \infty.$$

Это соответствует $\Delta S = 0$. Отсюда найдем ширину основного пика

$$\Delta\beta = 4|\varkappa|$$

или

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi\tau_0}\left[\cos\frac{\pi(\tau_0-\tau_1)}{\tau_1}+1\right]\left[1+\frac{3}{2}\xi_1^2\right]. \qquad (16\text{a})$$

Относительная ширина полосы непропускания

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\sqrt{2}}{\pi\omega}\frac{\cos\left[\frac{\pi(\tau_0-\tau_1)}{\tau_1}\right]}{\tau_0}\left(1+\frac{3}{2}\xi_1^2\right).$$

Побочные максимумы имеют место при

$$sL_y = i\left(m+\frac{1}{2}\right)\pi;$$

$$\Delta\beta = \pm 2\left[|\varkappa|^2 + \left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi^2}{L_y^2}\right]^{1/2}. \qquad (17)$$

Коэффициент отражения в них R_b

$$R_b = \frac{|\varkappa|^2 L_y^2}{\left(m+\frac{1}{2}\right)^2\pi^2 + (\varkappa L_y)^2}. \qquad (17\text{a})$$

Эти максимумы отражения становятся существенными при $|\varkappa L_y| > \frac{\pi}{2}$. Вообще же из (16) и (17) видно, что отражение в побочных пиках много меньше отражения в основном пике, причем отражение падает с увеличением номера m. Для

$$\Delta\beta = \pm\left[2\varkappa\varkappa^* + 2\left(\frac{l'\pi}{L_y}\right)^2\right]^{1/2}; \qquad l' = 1, 2$$

коэффициент отражения обращается в нуль. При достаточно больших значениях $s(L_y - y)$ энергия $E_1 \sim A_1^2$ падающей моды экспоненциально уменьшается по мере распространения волны, т. е. с увеличением y. Это явление связано не с поглощением, а с отражением энергии в отраженную моду, соответствующую амплитуде A_2, т. е. в терминах данной модели при распространении импульса в неоднородной среде отдельные его фурье-компоненты отражаются от неоднородностей, вследствие чего часто энергия движется в противоположном направлении. Закон сохранения энергии в этом случае будет иметь вид

$$\frac{d}{d_y}\left\{|A_1|^2 - |A_2|^2\right\} = 0.$$

Доля энергии, которая при распространении импульса вперед, будет отражаться в противоположном направлении ΔE

$$\Delta E = \frac{|\varkappa|^2 \operatorname{sh}^2(sL_y)}{s^2 \operatorname{ch}^2(sL_y) + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \operatorname{sh}^2(sL_y)}, \qquad (18)$$

ΔE уменьшается с увеличения $\Delta\beta$ и достигает своего максимума при $\Delta\beta = 0$, $L_y \to \infty$. Подставляя (15) в (9), получаем компоненту вектора смещения u_z для СВЧ импульса

$$\begin{aligned} u_z(x, y, \omega) &= \sum A_n(y)\, u_m(x)\, \mathrm{e}^{i(\beta_m y - \omega t)} \\ &\approx A_1 u_1 \exp\big[i(\beta_1 y + qx - \omega t)\big] \\ &+ A_2 u_2 \exp\left[i\Big(\beta_1 y - \Delta\beta - m\frac{2\pi}{\Lambda} - q_1 x - \omega t\Big)\right], \quad (19) \end{aligned}$$

$$u_z(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{-\infty}^{\infty} u_z(x, y, \omega)\, G(\omega)\, \mathrm{e}^{i\omega t} d\omega. \qquad (20)$$

Аналогично, используя уравнения (2), с учетом (19), (15) и (9) можно найти остальные компоненты СВЧ $\tilde{\mathbf{H}}(\omega, \mathbf{r})$, $\tilde{\varkappa}$ — постоянная распространения вдоль $0Y$ будет иметь вид

$$\tilde{\varkappa} = \Delta\beta \pm is = \frac{\pi m}{\Lambda} \pm i\sqrt{\varkappa\varkappa^* - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}. \qquad (21)$$

В диапазоне частот, где $|\Delta\beta| < 2\tilde{\varkappa}|\varkappa|$ имеет мнимую часть, она отвечает "запрещенной зоне", где прямая волна затухает. Из (21) видно, что максимальное значение мнимой части $\tilde{\varkappa}$ равно коэффициенту связи, т. е. чем выше динамический коэффициент связи, тем сильнее затухает прямая волна в зонах отражения.

В векторе смещения, а также в остальных компонентах СВЧ импульса, распространяющегося с отражениями в волноводе, будут существовать две компоненты, соответствующие двум связанным модам. Первая распространяется в направлении выходного преобразователя, вторая — в направлении входного преобразователя. На выходном преобразователе при исследовании спектра будет наблюдаться спектр входного сигнала (1), в котором вблизи частот ω_n будут наблюдаться области пускания сигнала. Ширина этих областей будет определяться (16a). Следует отметить, что для каждого ω_n будут как основные области непропускания $\beta_1 - \beta_2 = 0$, так и побочные $\beta_1 - \beta_2 = (m\pi)/\Lambda$ области непропускания. Однако основные области непропускания для других частот $\omega_n + k$ будут сливаться с побочными областями непропускания для ω_n. Некоторое понижение интенсивности гармоник будет наблюдаться для частот, при которых будут возникать, побочные максимумы коэффициента отражения (17), зависящие от L_y. Однако эти явления будут играть незначительный характер, особенно для случаев многих отражений и когда $\tau_0/\tau_1 < 1$. На входном преобразователе на частотах, соответствующих областям непропускания СВЧ сигнала, будут возникать пики прохождения.

Таким образом, в работе проведено исследование распространения магнитоупругого импульса, распространяющегося в волноводном режиме с отражениями от стенок волновода. Установлено, что часть энергии СВЧ импульса распространяется в направлении распространения, а часть распространяется в обратном направлении вследствие брэгговского отражения от периодической неоднородности, которой являются границы волновода для СВЧ импульса. Получены выражения для амплитуд и постоянных распространения волн, движущихся как вперед, так и назад. Найдены диапазоны частот, при которых прямая волна имеет области непропускания.

Методом связанных волн можно получить полную картину распространения СВЧ импульса в волноводе при наличии большого числа отражений.

Список литературы

[1] *Mathews H., van de Vaart H.* // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 15. N 11. P. 373–375.

[2] *Parekh J.P.* // Electronic Lett. 1970. Vol. 6. N 14. P. 430–432.

[3] *Бугаев А.С., Гуляев Ю.А., Зильберман П.Е., Филимонов Ю.А.* // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 9. С. 26–52.

[4] *Филимонов Ю.А.* Канд. дис. М., 1982. 168 с.

[5] *Андреев А.С., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б.* и др. // РЭ. 1985. Т 30. № 9. С. 1992–1998.

[6] *Огрин Ю.Ф., Огрин Ф.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 13.

[7] *Гуляев Ю.В., Огрин Ю.Ф., Ползикова Н.И.* // ДАН. 1995. Т. 345. № 1. С. 46–49.

[8] *Мериакри С.В.* // РЭ. 1997. Т. 42. № 6. С. 668–674.

[9] *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.