УДК 534.26.232

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В МНОГОСЛОЙНЫХ ВОЛНОВОДАХ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Б. В. Свешников[1] *, *А. С. Багдасарян*[2]

[1] Центр физических исследований им. П. Н. Лебедева;
[2] Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия

Разработана самосогласованная физическая модель, позволяющая анализировать свойства встречно-штыревого преобразователя поверхностных акустических волн как симметричного пятислойного волновода на пьезоэлектрической подложке, внутри которого фазовая скорость распространения акустических волн в параллельном продольной оси системы направлении имеет три возможных значения. Получено трансцендентное дисперсионное уравнение для описания волн в такой системе и указан способ его наглядного графического решения. Сформулировано условие, при котором в рассмотренном волноводе возбуждается только основная поперечная мода. Описан способ расчёта нормированной мощности и поперечного распределения излучаемого из рассматриваемого волновода поля волн непрерывного спектра. Показано, что характерный пространственный масштаб продольного затухания амплитуды этого поля в центре волновода может служить количественной оценкой длины формирования поперечных мод. Продемонстрирована эффективность нового метода подавления поперечных волноводных мод высшего порядка.

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение поверхностных акустических волн встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) неразрывно связано с комбинацией дифракционных и волноводных эффектов. Влияние этих эффектов на свойства акустоэлектрических систем зависит от топологии конкретного преобразователя и относительного замедления поверхностных акустических волн в различных его областях, границы которых обычно параллельны вектору фазовой скорости этих волн.

Данная статья посвящена разработке аналитической модели, облегчающей адекватное описание характеристик простейших волноводов и одиночных ВШП, содержащих плоскопараллельные контактные шины. При этом в отсутствие потерь на распространение учитываются как дифракция поверхностных акустических волн, так и особенности формирования волноводных мод в подобных системах. Предложенная модель необходима для адекватного описания и эффективной оптимизации параметров более сложных акустоэлектрических модулей, подробное исследование которых будет отражено в последующих публикациях.

Ранее была разработана двумерная теория аподизованных ВШП, учитывающая сложную дифракционную динамику возбуждения, распространения и брэгговского рассеяния поверхностных акустических волн периодическими структурами [1]. При этом, однако, не учитывалось приводящее к волноводному эффекту уменьшение фазовой скорости волн внутри ВШП по сравнению со скоростью их распространения вдоль свободной поверхности.

Прежде чем полностью объединить дифракционную и волноводную модели пьезоакустических систем с распределённой обратной связью, необходимо создать замкнутую теорию, позволяющую учитывать специфику формирования волноводных мод (для начала — в отсутствие отражения поверхностных акустических волн от электродов ВШП). Специальное внимание ниже

* bv.svesh@gmail.com

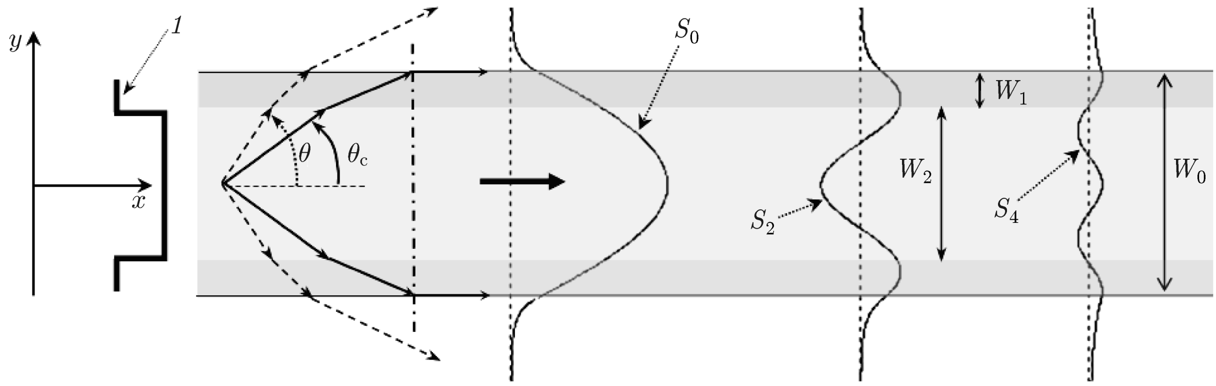

Рис. 1. Иллюстрация формирования симметричных волноводных мод S_m, S_0 — основная симметричная мода, цифрой *1* обозначен начальный профиль пучка

уделяется изучению особенностей волноводов поверхностных акустических волн (ПАВ), поддерживающих существование только основной симметричной поперечной моды. Интерес к таким устройствам вызван, главным образом, следующими обстоятельствами.

1) Очевидное достоинство миниатюрных ПАВ-волноводов связано с уменьшением их поперечных размеров и, следовательно, со снижением стоимости акустоэлектрических модулей (это особенно важно, например, при крупносерийном производстве пассивных радиочастотных идентификационных меток [2–6]).

2) Волноводный эффект в значительной степени снижает влияние дифракционного расплывания волновых пучков на характеристики ПАВ-устройств. Дело в том, что после затухания волн непрерывного спектра [7] внутри рабочей области волновода поперечное распределение амплитуды пучка поверхностных акустических волн определяется интерференцией его собственных мод. Поперечный профиль (по отношению к волновому вектору) этих мод стационарен и зависит только от того, как меняется скорость волн в различных участках многослойной системы [8–12].

3) Уменьшение апертуры волноводного преобразователя, возбуждающего лишь одну поперечную волноводную моду, приводит к снижению нежелательных омических потерь в электродах ВШП.

В то же время расчёт характеристик акустоэлектрических волноводных устройств (АВУ) заметно сложнее, чем анализ свойств обычных (одномерных) ПАВ-устройств, поскольку для адекватного описания АВУ нужно принимать во внимание особенности формирования поперечного профиля дисперсионных волноводных мод в структурах, образованных ВШП с плоскопараллельными контактными шинами.

Ниже мы ограничимся рассмотрением традиционных ВШП с постоянной апертурой перекрытия разнополярных электродов W_2. В отличие от электромагнитных и диэлектрических волноводов [7, 13], такие ВШП способны возбуждать и регистрировать лишь симметричные поперечные моды $\Psi_n(y)$. Поведение амплитуд этих мод внутри рабочей области ($|y| \leq W_0/2$ на рис. 1) описывается функциями $A_n \cos(q_n y)$, где q_n и A_n — поперечные волновые числа чётных мод и их амплитуды соответственно ($n = 0, 2, 4, \ldots$) [14].

Вид функций $\Psi_n(y)$ определяется пространственной конфигурацией не только акустического канала, но и плоскопараллельных полосок контактных шин. Как правило, обе контактные шины одинаковы, и их ширина W_1 становится ещё одним параметром оптимизации архитектуры АВУ (в дополнение к продольному распределению топологических параметров обычных фильтров и резонаторов поверхностных акустических волн, имеющих довольно большую апертуру — такую, что пучки волн, формируемых в акустическом канале, можно считать одномерными фрагментами плоских волн).

Влияние величины W_1 на профиль амплитуд $\Psi_n(y)$ мод дискретного спектра «пятислойного» волновода, который допускает три возможных значения фазовой скорости поверхностных акустических волн, изменяющейся вдоль поперечной координаты y, впервые подробно обсуждалось в статье [15]. Тем не менее, в упомянутой работе приводятся результаты только численного решения соответствующей системы дисперсионных уравнений для открытого волновода. Прямое использование этих результатов затрудняет физическую интерпретацию выявляемых волновых эффектов в подобных системах, что существенно усложняет целенаправленный поиск наилучшей комбинации параметров топологии АВУ, способной удовлетворить требования той или иной конкретной спецификации.

Поставленная задача решается аналитически в предположении, что омическое сопротивление образующих ВШП электродов и контактных шин пренебрежимо мало. При этом определяются условия, обеспечивающие формирование только основной симметричной моды в ПАВ-волноводе с плоскопараллельными шинами.

1. ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ВОЛНОВОДЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Как известно, волноводный эффект в открытых системах возникает при формировании ограниченной области замедления с плоскопараллельными границами, внутри которой фазовая скорость волны меньше, чем в свободном пространстве [7–9]. Пучки ПАВ в рассматриваемой пьезоакустической системе представляют собой суперпозицию двух связанных динамических подсистем: упругих смещений и сопутствующего им электрического поля. Ниже мы будем описывать эти пучки с помощью скалярного электрического потенциала упругой волны на поверхности подложки.

Пусть профиль исходного акустического пучка является прямоугольным (см. рис. 1):

$$\Pi(y) = \begin{cases} 1, & |y| \le W_2/2; \\ 0, & |y| > W_2/2. \end{cases} \tag{1}$$

При этом энергия определённой части его поперечного спектра локализуется внутри области замедления (с апертурой W_0) благодаря эффекту полного внутреннего отражения волн от её границ.

Простейший анализ свойств открытых волноводов относится к идеальному случаю «трёхслойной» системы, когда поперечный профиль распределения значений продольной фазовой скорости поверхностных акустических волн содержит лишь два значения: $V = V_{\rm S}$ при $|y| \le W_0/2$ и $V = V_{\rm F}$ при $|y| > W_0/2$ (см. рис. 2*а*). Такое приближение выглядит вполне естественным, если области замедления представляют собой однородную (или квазиоднородную) плоскопараллельную полоску, варианты формирования которой приведены в известном обзоре [8]. Однако значительно большее распространение в современных акустоэлектрических устройствах получили волноводные радиокомпоненты на основе многоэлектродных структур, неотъемлемой частью которых являются контактные шины [11, 16–21].

В самом общем случае учёт влияния параллельных оси волновода полосок контактных шин требует привлечения модели, предусматривающей изменение фазовой скорости волн в областях $||y| - y_1| \le W_1/2$ и в интервалах $||y| - y_{\rm g}| \le W_{\rm g}/2$ (см. рис. 3*а*). Тем не менее, если величина зазора $W_{\rm g}$ между областью возбуждения поверхностных акустических волн ($|y| \le W_2/2$) и контактными шинами незначительна ($W_{\rm g} \ll \{W_1, W_2\}$), то, как показывает более подробный анализ,

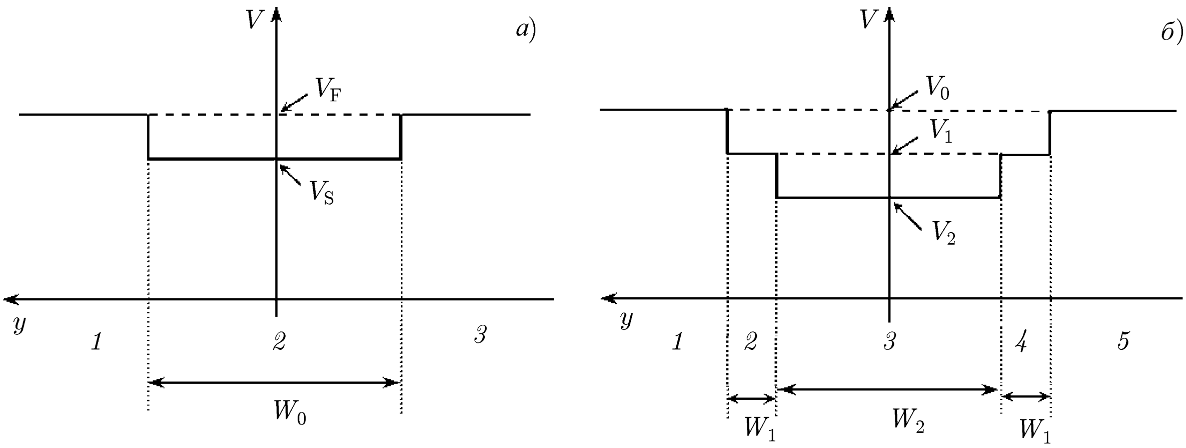

Рис. 2. Идеализированные «трёхслойная» (*а*) и «пятислойная» (*б*) зависимости фазовой скорости V распространения волн параллельно оси x от поперечной координаты y

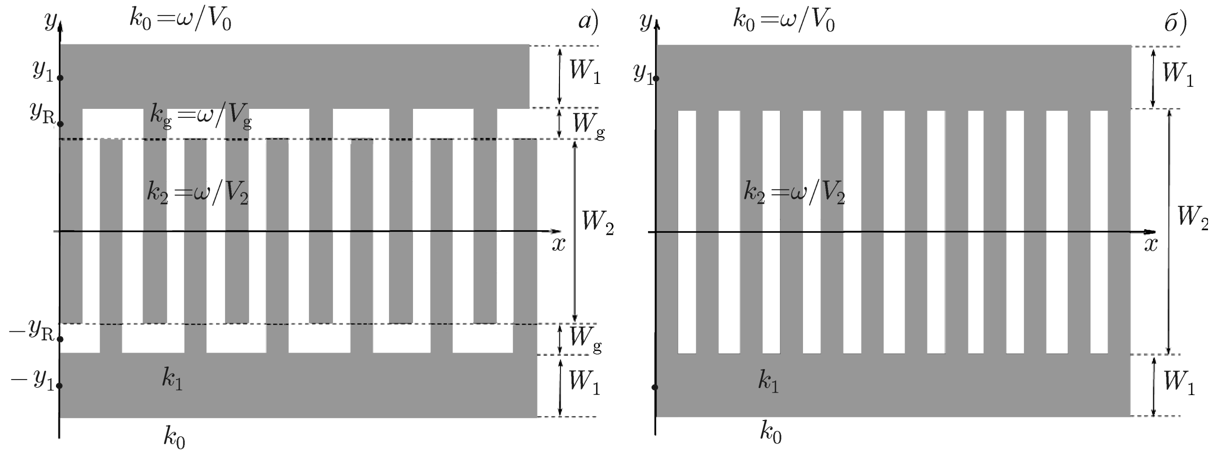

Рис. 3. «Семислойный» (*а*) и «пятислойный» (*б*) ПАВ-волноводы с четырьмя и тремя (включая свободное пространство) возможными значениями фазовой скорости распространения плоских волн вдоль оси x соответственно

вполне достаточно ограничиться учётом замедления только в областях $||y| - y_1| \leq W_1/2$ ($y_1 = (W_1 + W_2)/2$) и $|y| \leq W_2/2$, полагая $W_g = 0$ и рассматривая «пятислойный» волновод с тремя возможными значениями фазовой скорости [12, 19–21] (см. рис. 3*б*). Здесь $V = V_0$ — скорость в свободном пространстве, т. е. при $|y| > y_E = W_2/2 + W_1$, $V = V_1$ — в области контактных шин ($||y| - y_1| \leq W_1/2$) и $V = V_2$ — в области периодических электродов (см. рис. 2*б*). Именно этот случай и анализируется в дальнейшем.

Строго говоря, фазовая скорость поверхностной акустической волны под металлическими контактными площадками может быть и больше, чем в свободном пространстве. Подобный эффект становится возможным только вследствие возбуждения волн изгиба в металлическом слое с довольно большой относительной толщиной, при которой отражение от периодических электродов ВШП становится слишком значительным для эффективной работы реальных ПАВ-устройств. Поэтому в дальнейшем будем полагать, что $V_1 < V_0$.

2. ВЫВОД И РЕШЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ «ПЯТИСЛОЙНОГО» ПАВ-ВОЛНОВОДА

В рамках традиционного скалярного описания дифракционных свойств рассматриваемой системы ограничимся исследованием волнового уравнения Гельмгольца для гармонически зависящего от времени поверхностного электрического потенциала $\varphi = \Phi(x, y) \exp(i\omega t)$ плоских волн в каждом из участков волновода на пьезоэлектрической подложке [18, 19, 22]:

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial y^2} + \left[\frac{\omega}{V_j(\theta)}\right]^2 \Phi_j = 0, \tag{2}$$

где ω — круговая частота, а $V_j(\theta) = \omega / k_j(\theta)$ — значение фазовой скорости поверхностной акустической волны в j-м слое рассматриваемой волноводной структуры ($j = 1, \ldots, 5$).

Представив, как обычно, решение уравнения (2) в виде $\Phi_j(x, y) = \psi_j(y) \exp(-i\beta x)$, получаем уравнения для функций $\psi_j(y)$, характеризующих поперечный профиль волноводных мод

$$\frac{\partial^2 \psi_j(y)}{\partial y^2} + [k_j^2(\theta) - \beta^2]\, \psi(y) = 0. \tag{3}$$

В силу симметрии рассматриваемой задачи, ищем решение системы (3) в следующем виде:

$$\psi(y) = \begin{cases} C_0 \exp[-\kappa\,(|y| - W_2/2 - W_1)], & |y| \geq W_2/2 + W_1; \\ C_1 \exp[-iq_1\,(|y| - y_1)] + C_2 \exp[-iq_1\,(|y| - y_1)], & ||y| - y_1| \leq W_1/2; \\ \cos(q_2 y), & |y| \leq W_2/2. \end{cases} \tag{4}$$

Подставляя решение (4) в систему (3) в каждом из плоскопараллельных слоёв волновода, находим сначала условия того, что все фрагменты профиля $\psi(y)$ распространяются вдоль оси x как единое целое (т. е. с одной и той же величиной продольного волнового числа β):

$$\kappa^2 + k_0^2 = \beta^2; \tag{5}$$

$$\begin{cases} q_1^2 + k_1^2(0) = \beta^2, & \operatorname{Re} q_1 = 0; \\ -(1 + \gamma_1)\, q_1^2 + k_1^2(0) = \beta^2, & \operatorname{Im} q_1 = 0; \end{cases} \tag{6}$$

$$-(1 + \gamma_2)\, q_2^2 + k_2^2(0) = \beta^2. \tag{7}$$

Равенства (5)–(7) позволяют нам в целях дальнейшего компактного описания свойств системы выразить величину q_1 для каждой из волноводных мод через соответствующее поперечное волновое число q_2 в центральной («рабочей») зоне рассматриваемого ВШП. Введя обозначение $\delta V_1 = V_0/V_1 - 1$, $\delta V_2 = V_0/V_2 - 1$ и $D(q_2) = q_2^2\,(1 + \gamma_2) - 2k_0^2\,(\delta V_2 - \delta V_1)$, получим

$$q_1 = \sqrt{D(q_2)/(1 + \gamma_1 J_{\mathrm{D}})}\,, \tag{8}$$

где

$$J_{\mathrm{D}} = \begin{cases} 1, & D(q_2) > 0; \\ 0, & D(q_2) \leq 0. \end{cases}$$

С другой стороны, условие непрерывности функций $\psi(y)$ и $\mathrm{d}\psi(y)/\,\mathrm{d}y$ при $|y| = y_1 \pm W_1/2$ связано с выполнением следующих равенств (здесь $Q_1 = q_1 W_1/2$, $Q_2 = q_2 W_2/2$):

$$C_1 \exp(iQ_1) + C_2 \exp(-iQ_1) = C_0, \qquad iq_1 C_1 \exp(iQ_1) - iq_1 C_2 \exp(-iQ_1) = -\kappa C_0, \tag{9}$$

$$C_1 \exp(-iQ_1) + C_2 \exp(iQ_1) = \cos Q_2, \qquad -iq_1 C_1 \exp(-iQ_1) - iq_1 C_2 \exp(iQ_1) = -q_2 \sin Q_2. \tag{10}$$

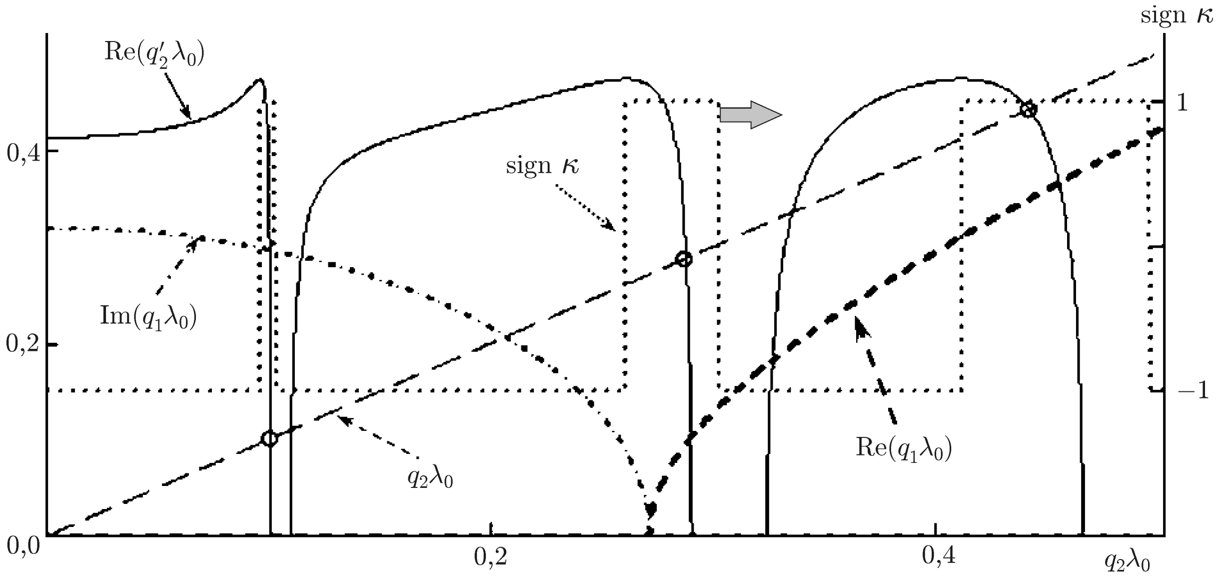

Рис. 4. Графическая иллюстрация определения корней дисперсионного уравнения «пятислойного» ПАВ-волновода, поддерживающего существование трёх симметричных поперечных мод, при $f = f_0$

Уравнения (9) позволяют связать коэффициенты C_0, C_1 и C_2 выражениями

$$C_1 = \frac{C_0 \exp(-iQ_1)}{2} \left(1 + i\,\frac{\kappa}{q_1}\right), \qquad C_2 = \frac{C_0 \exp(iQ_1)}{2} \left(1 - i\,\frac{\kappa}{q_1}\right), \tag{11}$$

а из системы (10) следует, что

$$C_1 = \frac{\cos Q_2}{2} \exp(iQ_1) \left(1 + \frac{q_2}{q_1} \operatorname{tg} Q_2\right), \qquad C_2 = \frac{\cos Q_2}{2} \exp(-iQ_1) \left(1 - \frac{q_2}{q_1} \operatorname{tg} Q_2\right). \tag{12}$$

Приравнивая друг другу два выражения для одной и той же величины (отношения C_1/C_2), находим трансцендентное дисперсионное уравнение для рассматриваемого «пятислойного» волновода:

$$\kappa = \frac{q_1 \operatorname{tg}(2Q_1) + q_2 \operatorname{tg} Q_2}{1 - (q_2/q_1)\ \operatorname{tg}(2Q_1) \operatorname{tg} Q_2}\,. \tag{13}$$

Полученная формула (13) в пределе переходит к дисперсионному уравнению, описывающему связь между собственными числами простого («трёхслойного») волновода, содержащего области только с двумя возможными значениями фазовой скорости распространения волн в направлении продольной оси системы [7, 16, 18]:

$$\kappa = \begin{cases} q_2 \operatorname{tg}(q_2 W_2/2), & W_1 = 0; \\ q_1 \operatorname{tg}(q_1 W_1), & W_2 = 0. \end{cases} \tag{14}$$

Поскольку $q_1 = q_1(q_2)$, то и величина поперечного волнового числа за пределами области замедления тоже выражается только через величину q_2: $\kappa = \kappa(q_2)$. В результате, с помощью равенств (5) и (7), можно записать дисперсионное уравнение, содержащее лишь одну (зависящую, разумеется, от частоты f) неизвестную величину q_2:

$$q_2' - q_2 = 0, \quad q_2' = \sqrt{\frac{2\,\delta V_2\, k_0^2 - \kappa^2(q_2)}{1 + \gamma_2}}\,. \tag{15}$$

Таким образом, графический поиск корней дисперсионных уравнений (5)–(7) становится столь же наглядным, как и в случае «трёхслойного» волновода [13]. Это заметно облегчает оптимизацию параметров «пятислойной» системы, характеризуемой существованием трёх возможных значений фазовой скорости как функции поперечной координаты.

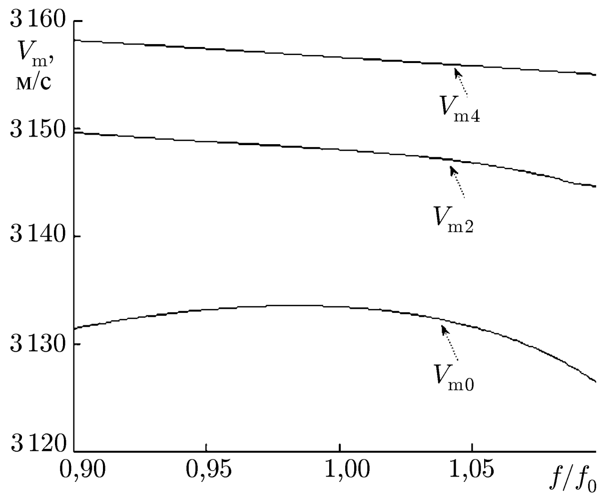

Рис. 5. Дисперсия фазовой скорости трёх симметричных поперечных мод ($n = 0, 2, 4$) при $W_1 = 4\lambda_0$ и $W_2 = 25\lambda_0$, если $\delta V_1 \approx 0{,}0026$ и $\delta V_2 \approx 0{,}0039$ (полагаем, что параметр анизотропии в области контактных площадок такой же, как и в свободном пространстве)

Используем в качестве примера величины относительного замедления поверхностной акустической волны под контактными шинами ($\delta V_1 \approx \approx 0{,}0026$) и короткозамкнутыми электродами ВШП ($\delta V_2 \approx 0{,}0039$), вычисленные для подложки STX-кварца ($\gamma \approx 0{,}378$) при $h/\lambda = 0{,}017$ на основе данных, приведённых в работе [11]. Соответствующая графическая иллюстрация определения корней дисперсионного уравнения для подобного ВШП как ПАВ-волновода, поддерживающего возбуждение трёх поперечных волноводных мод, приведена на рис. 4 при $f = f_0$, $W_1 = = 4\lambda_0$ и $W_2 = 25\lambda_0$, где $\lambda_0 = V_0/f_0$ — длина волны в свободном пространстве на частоте f_0. Очевидно, что физический смысл имеют только корни дисперсионного уравнения, определяемые пересечением прямой q_2 с кривой $\mathrm{Re}\, q_2'$, которым соответствуют положительные значения константы κ поперечного затухания поверхностной акустической волны при $y > W_2/2 + W_1$.

Определив величину $\kappa_n[q_2^{(n)}]$, находим постоянную распространения n-й волноводной моды $\beta_n = \sqrt{(2\pi f/V_0)^2 + \kappa_n^2}$ и соответствующую ей фазовую скорость $V_{mn} = 2\pi f/\beta_n$. Рисунок 5 иллюстрирует дисперсию скорости поперечных мод для рассмотренного выше волновода при $|f - - f_0| \leq 0{,}1 f_0$, а рис. 6 характеризует влияние топологических параметров подобного волновода на величину V_{m0}.

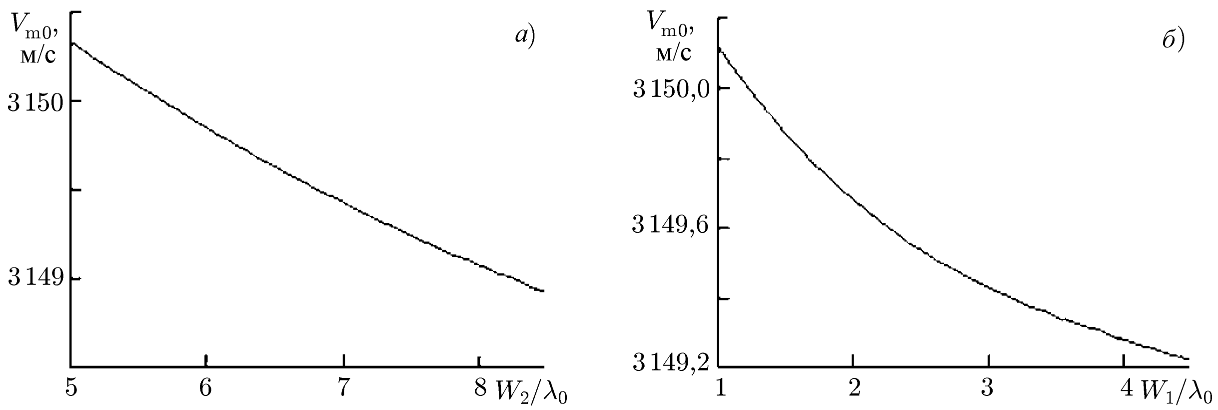

Рис. 6. Примеры зависимости фазовой скорости основной моды S_0 ПАВ-волновода от нормированных величин его рабочей апертуры (панель а, $W_1 = 3\lambda_0$) и ширины контактных шин (панель б, $W_2 = 6\lambda_0$)

3. РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК СОБСТВЕННЫХ МОД АНИЗОТРОПНЫХ ПАВ-ВОЛНОВОДОВ

Полное акустическое поле в рассматриваемой системе представляем, как обычно, в виде разложения по собственным функциям дискретного, $\Psi_{\rm DS}(x,y)=\sum_n A_n\Psi_n(y)\exp(-i\beta_n x)$, и непрерывного $\Psi_{\rm CS}(x,y)$ спектров [7]. При этом моды дискретного спектра распространяются в волноводе с неизменными амплитудами, определяемыми из условия их взаимной ортогональности [14]:

$$A_n=\frac{2}{N_n}\int\limits_0^{W_2/2}\Psi_n(y)\,{\rm d}y=\frac{W}{N_n}\,{\rm sinc}(q_2^{(n)}W_2/2), \tag{16}$$

где ${\rm sinc}(z)=(\sin z)/z$, а $N_n=\int_{-\infty}^{+\infty}|\Psi_n(y)|^2\,{\rm d}y$ — норма n-й моды (величина N_n в рассматриваемой симметричной системе без вязких потерь может служить мерой полной мощности n-й моды [16]).

Ясно, что $N_n=N_n^{(0)}+N_n^{(1)}+N_n^{(2)}$, где введены следующие обозначения (здесь и далее символ * соответствует комплексному сопряжению):

$$N_n^{(0)}=\frac{|C_n^{(0)}|^2}{\kappa(q_2^{(n)})}\,,\qquad N_n^{(2)}=\frac{W_2}{2}+\frac{\sin\left(q_2^{(n)}\right)W_2}{2q_2^{(n)}}\,,$$

$$N_n^{(1)}=2\left\{\left(|C_n^{(1)}|^2+|C_n^{(2)}|^2\right)\frac{\sin\left[{\rm Im}\left(q_1^{(n)}\right)W_1\right]}{{\rm Im}\left(q_1^{(n)}\right)}+2\,{\rm Re}(C_n^{(1)}C_n^{(2)*})\,\frac{\sin\left[{\rm Re}\left(q_1^{(n)}\right)W_1\right]}{{\rm Re}\left(q_1^{(n)}\right)}\right\}, \tag{17}$$

$$C_n^{(1)}=\frac{\cos\left(q_2^{(n)}W_2/2\right)}{2}\exp\left[i\,(q_1^{(n)}W_1/2)\right]\left[1+\frac{iq_2^{(n)}}{q_1^{(n)}}\,{\rm tg}\left(\frac{q_2^{(n)}W_2}{2}\right)\right],$$

$$C_n^{(2)}=\frac{\cos\left(q_2^{(n)}W_2/2\right)}{2}\exp\left[-i\,(q_1^{(n)}W_1/2)\right]\left[1-\frac{iq_2^{(n)}}{q_1^{(n)}}\,{\rm tg}\left(\frac{q_2^{(n)}W_2}{2}\right)\right],$$

$$C_n^{(0)}=\frac{2C_n^{(1)}\exp\left(iq_1^{(n)}W_1/2\right)}{1+i\kappa_n/q_1^{(n)}}\,. \tag{18}$$

С ростом порядка поперечной моды n увеличивается относительная доля её мощности, сосредоточенной за пределами основной области замедления (т. е. при $|y|>W_2/2$). Таблица 1 иллюстрирует это обстоятельство в рассмотренном выше случае трёхмодового ПАВ-волновода.

Таблица 1

n	$N_n^{(0)}/N_n$	$N_n^{(1)}/N_n$	$N_n^{(2)}/N_n$
0	0,0003	0,0138	0,9859
2	0,0089	0,1647	0,8264
4	0,0987	0,3729	0,5284

Скорость плоской поверхностной акустической волны в пьезоэлектрике зависит от направления её распространения, т. е. от угла θ между волновым вектором и продольной осью системы. В дальнейшем полагаем, что ось волновода совмещена с осью «чистой моды», при распространении вдоль которой обеспечивается совпадение направлений фазовой и групповой скоростей поверхностных акустических волн в анизотропном кристалле [10]. Предположим также, что поверхности «медленности» в различных участках волновода описываются эллиптическими кривыми (при $\gamma_j>-1$) [21, 23]:

$$k_x^{(j)}(\theta)^2+(1+\gamma_j)\,k_y^{(j)}(\theta)^2=k_j(0)^2. \tag{19}$$

Поскольку $k_x^{(j)}(\theta) = k_j(\theta)\cos\theta$, $k_y^{(j)}(\theta) = k_j(\theta)\sin\theta$, то выражение (19) преобразуется к следующей формуле для зависимости волнового числа от угла θ:

$$k_j(\theta) = \frac{k_j(0)}{\sqrt{1 + \gamma_j \sin^2\theta}}\,. \tag{20}$$

Если $|\theta| \ll 1$, то соотношение (20) можно заменить широко используемым (при $\gamma > -1$) параболическим приближением: $k_j(\theta) \approx k_j(0)\,(1 - \gamma_j \theta^2/2)$ [9, 22, 24].

Зависимость амплитуды излучаемого неаподизованным преобразователем пучка поверхностных акустических волн от поперечной координаты имеет изначально (при $x = 0$) прямоугольную форму (см. рис. 1). Плоские волны, соответствующие угловому спектру этого пучка с волновыми векторами $\mathbf{k}_\mathrm{S}(\theta)$, при $|\theta| \le \theta_\mathrm{c}$ испытывают полное внутреннее отражение на границах области замедления $|y_\mathrm{E}| = W_1 + W_2/2$. Для оценки величины θ_c угла полного внутреннего отражения используем очевидное соотношение, соответствующее пороговому условию: излучённая внутри волновода плоская волна после отражения от его границ начинает распространяться параллельно оси x

$$k_2(\theta_\mathrm{c})\cos\theta_\mathrm{c} = \omega/V_0 = k_0.$$

Если $\delta V_2 = V_0/V_2 - 1 \ll 1$, то $k_2(0) \approx k_0\,(1 + \delta V_2)$ и

$$\frac{(1 + \delta V_2)\cos\theta_\mathrm{c}}{\sqrt{1 + \gamma_2 \sin^2\theta_\mathrm{c}}} \approx 1.$$

Следовательно,

$$\theta_c \approx \arcsin\bigl[\sqrt{2\delta V_2/(1 + \gamma_2 + 2\delta V_2)}\,\bigr]. \tag{21}$$

В частности, при формальном переходе $\gamma_2 \to -1$ возникает эффект автоколлимации [10], когда векторы групповой скорости всех составляющих углового спектра плоских волн исходного пучка параллельны оси x ($\theta_\mathrm{c} \to \pi/2$).

Поперечные волновые числа плоских волн, формирующих дискретные моды, лежат в интервале значений $|\kappa| \le q_\mathrm{c}$, где

$$q_\mathrm{c} = \frac{k_2(0)\sin\theta_\mathrm{c}}{\sqrt{1 + \gamma_2 \sin^2\theta_\mathrm{c}}} \approx \frac{k_0\,(1 + \delta V_2)\sqrt{2\,\delta V_2}}{\sqrt{(1 + \gamma_2)\,(1 + 2\,\delta V_2)}} \approx k_0\sqrt{2\,\delta V_2/(1 + \gamma_2)}\,. \tag{22}$$

Введём координату условной точки отсечки ($x = X_\mathrm{c}$), в которой гипотетический луч, направленный под углом $\theta = \theta_\mathrm{c}$ к оси волновода, достигает его границ $|y| = W_0/2 + W_1$ (на рис. 1 соответствующее этой координате поперечное сечение обозначено вертикальной штрихпунктирной линией):

$$X_\mathrm{c} = \frac{W_1 + W_2/2}{\operatorname{tg}\theta_\mathrm{c}} + \frac{W_1}{\operatorname{tg}\tilde\theta_1}\,, \tag{23}$$

где $\tilde\theta_1 \approx \sqrt{\theta_\mathrm{c}^2 - 2\,(\delta V_2 - \delta V_1)}$.

4. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ «ОДНОМОДОВЫХ» ПАВ-ВОЛНОВОДОВ

В простом «трёхслойном» волноводе, характеризуемом относительным замедлением δV и параметром анизотропии области замедления γ, на частоте f может возбуждаться только основная

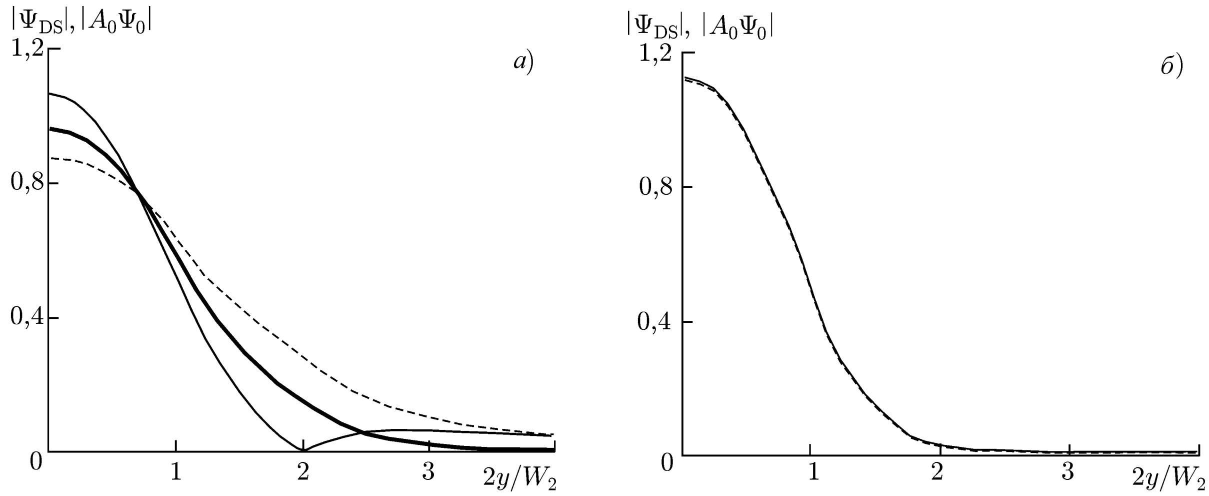

Рис. 7. Иллюстрация динамики изменения пространственных профилей нормированных амплитуд суммарного поля дискретного спектра $|\Psi_{\rm DS}(x,y)|$ в потенциально двухмодовых ПАВ-волноводах, образованных алюминиевыми электродами с относительной толщиной $h/\lambda = 0{,}02$ на подложке STX-кварца при $W_1 = 4\lambda$, $W_2 = 7\lambda$ (панель *а*, тонкая сплошная кривая зависимость $|\Psi_{\rm DS}(0,y)|$, пунктирная — $|\Psi_{\rm DS}(L_1,y)|$) и $W_1 = 3{,}8\lambda$, $W_2 = 12\lambda$ (панель *б*, пунктирная кривая — $|\Psi_{\rm DS}(0,y)|$) в сравнении с профилями основных поперечных мод $|A_0\Psi_0(y)|$ (панель *а*, толстая сплошная кривая; панель *б*, сплошная кривая) этих волноводов

поперечная мода S_0 в том случае, если размер апертуры области замедления меньше, чем величина $W_{\rm c}(\delta V,\gamma)$:

$$W_{\rm c}(\delta V,\gamma) = \frac{V_0}{f}\left(\arcsin\sqrt{\frac{2\,\delta V}{1+\gamma+2\,\delta V}}\right)^{-1}. \tag{24}$$

Условием существования одномодового режима в «пятислойном» волноводе служит неравенство

$$\frac{2W_1}{W_{\rm c}(\delta V_1,\gamma_1)} + \frac{W_2}{W_{\rm c}(\delta V_2,\gamma_2)} < 1. \tag{25}$$

Например, если $\delta V_1 = 0{,}00257$, $\delta V_2 = 0{,}00393$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0{,}378$, то $W_{\rm c}(\delta V_1,\gamma_1) \approx 8{,}19\lambda_1$ и $W_{\rm c}(\delta V_2,\gamma_2) \approx 13{,}26\lambda$. Следовательно, для того, чтобы в таком волноводе могла формироваться лишь основная поперечная мода при апертуре рабочей области ВШП $W_2 = 8\lambda_2$, ширина каждой из одинаковых контактных шин не должна превышать величину $W_1^{\max} \approx 3{,}25\lambda_1$.

Если для уменьшения омических потерь в длинных контактных шинах необходимо увеличивать их ширину W_1, то возбуждение дополнительных поперечных мод $(S_2, S_4, \ldots)$ может заметно ухудшать функциональные свойства волноводных систем [16–18]. С ростом порядка «высших» поперечных мод их влияние на характеристики ПАВ-устройств обычно уменьшается. Поэтому наиболее важно обеспечить ослабление второй симметричной моды S_2, поперечное волновое число которой в области $|y| \le W_0/2$ равно $q_2^{(2)}$. Для этого в работе [26] было предложено уменьшать апертуру W_2 активной области перекрытия разнополярных электродов ВШП, исходя из соотношения $W_2 = 2\pi/q_2^{(2)}$, при выполнении которого $A_2 = 0$ (см. формулу (17)). В то же время ясно, что аналогичного результата можно достичь и за счёт изменения ширины контактных шин (технологически это значительно более удобно, чем варьирование величины W_2). Рисунок 7 иллюстрирует отмеченную возможность. В первом случае (рис. 7*а*) возбуждение моды S_2 существенно влияет на суммарную амплитуду волн дискретного спектра ($|\Psi_{\rm DS}(x,y)|$), рассчитанную в двух поперечных сечениях ($x = 0$ и $x = L = 100\lambda$). Во втором варианте (рис. 7*б*) должным образом выбранное соотношение между апертурой ВШП и шириной его контактных шин позволяет практически полностью устранить возбуждение второй симметричной моды дискретного спектра рассматриваемого ПАВ-волновода: $|\Psi_{\rm DS}(x,y)| \approx |A_0\Psi_0(y)|$ при любом значении x.

5. К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПОТОКА МОЩНОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ С ОСЕВОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СИММЕТРИЕЙ

В соответствии с приведённым в работе [27] общим определением, плотность потока мощности неоднородного поля поверхностной акустической волны, имеющего поперечный профиль $\Psi(y)$, содержит не только члены, пропорциональные функции $|\Psi(y)|^2$, но и слагаемые, пропорциональные произведению $\Psi^*(y)\partial\Psi(y)/\partial y$. Однако, в силу осевой симметрии рассматриваемой здесь задачи, эти слагаемые являются нечётными функциями поперечной координаты и не дают вклада в результат интегрирования потока мощности в бесконечных пределах вдоль оси y. Таким образом, в нашем случае величина полной мощности в любом поперечном сечении при распространении акустического пучка с симметричным относительно продольной оси x поперечным профилем $\Psi_{\rm sym}(y)$ заведомо пропорциональна интегралу от квадрата амплитуды пучка: $P_{\rm sym}(x) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_{\rm sym}(x,y)|^2\,{\rm d}y$.

Как уже отмечалось выше, не зависящая от продольной координаты нормированная полная мощность, переносимая волнами дискретного спектра, равна сумме парциальных мощностей, переносимых каждой из возбуждаемых в системе чётных мод: $P_{\rm DS} = W_2^{-1}\sum_n N_n$. Отдельного рассмотрения требует вопрос об определении мощности волн непрерывного спектра.

6. РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ВОЛН ПАВ-ВОЛНОВОДА

По мере своего распространения волны непрерывного спектра уходят за пределы волновода. Их поперечное распределение в начале координат ($x = 0$) имеет следующий вид:

$$\Psi_{\rm CS}(0,y) = \Pi(y) - \Psi_{\rm DS}(0,y). \tag{26}$$

Дальнейшее дифракционное расплывание поля $\Psi_{\rm CS}(x,y)$ в изотропном случае может быть довольно эффективно описано с помощью метода углового спектра на основе исследования редуцированного волнового уравнения для скалярного потенциала поверхностных акустических волн [22]. Вообще говоря, применение этого метода в случае использования пьезоэлектрических (т. е. анизотропных) подложек нигде до сих пор строго не обосновано. Однако, вслед за многими другими исследователями [22, 24, 25], ниже мы тоже ограничимся использованием метода углового спектра для анализа функций $\Psi_{\rm CS}(x,y)$ и при описании анизотропных систем, поскольку при моделировании реальных ПАВ-устройств такой подход очень часто позволяет добиваться хорошего совпадения результатов расчётов и экспериментальных измерений. Пространственную эволюцию поля излучения $\Psi_{\rm CS}(x,y)$ при $x > X_{\rm c}$ можно представить как суперпозицию плоских волн, поперечные волновые числа которых удовлетворяют условию $|q| > q_{\rm c}$:

$$\Psi_{\rm CS}(x,y) = \frac{1}{\pi}\left[\int\limits_{q_{\rm c}}^{\infty} \varphi_0(q)\exp[i{\rm SR}(q)x]\cos(qy)\,{\rm d}q\right]^*, \tag{27}$$

где $\varphi_0(q) = W_2\,{\rm sinc}(qW_2/2)$ — угловой спектр исходного пучка, ${\rm SR}(q) = \sqrt{k^2 - q^2}$.

Для эллиптической поверхности «медленности» подложки (см. формулу (19)) $\sin\theta = q/k$ и $k^2 = k_0^2 - \gamma_0 q^2$. Тогда величина $\mathrm{SR}(q)$ в выражении (27) преобразуется к более удобному виду $\mathrm{SR}(q) = \sqrt{k_0^2 - (1+\gamma_0)\, q^2}$.

С учётом интегрального представления δ-функции Дирака $\delta(t) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\omega t)\,\mathrm{d}\omega$ легко доказать, что нормированная полная мощность волн непрерывного спектра тоже не зависит от продольной координаты:

$$P_{\mathrm{CS}} = \frac{1}{W_2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_{\mathrm{CS}}(x,y)|^2\,\mathrm{d}y = \frac{1}{\pi W_2} \left[\int\limits_{q_c}^{\infty} \mathrm{d}q \int\limits_{q_c}^{\infty} \varphi_0^*(q)\varphi_0(q') \exp\left\{ i\,[\mathrm{SR}(q') - \mathrm{SR}(q)]\,x \right\} \mathrm{d}q' \times \right.$$
$$\left. \times\, \delta(q'-q)\,\mathrm{d}q' \right] = \frac{1}{\pi W_2} \int\limits_{q_c}^{\infty} |\varphi_0(q)|^2\,\mathrm{d}q.$$

Следовательно, с учётом вида исходного пучка (1), должно выполняться равенство

$$P_{\mathrm{DS}} + P_{\mathrm{CS}} = 1. \tag{28}$$

Убедимся в этом, положив $x = 0$ и использовав соотношение (26):

$$P_{\mathrm{CS}} = \frac{1}{W_2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\Pi(y) - \Psi_{\mathrm{DS}}(x,y)|^2\,\mathrm{d}y. \tag{29}$$

В силу взаимной ортогональности собственных функций волновода $\Psi_n(y)$

$$P_{\mathrm{CS}} = 1 - 2\sum_n \left[\frac{2}{W_2} \int\limits_0^{W/2} A_n \cos\left(q_2^{(n)} y\right)\mathrm{d}y \right] + \frac{1}{W_2} \sum_n (A_n^2 N_n). \tag{30}$$

Таким образом, поскольку $\operatorname{sinc}(q_2^{(n)} W_2/2) = A_n N_n / W_2$ (см. (16)), получаем очевидное свидетельство как закона сохранения энергии (28), так и ортогональности полей дискретного и непрерывного спектров:

$$P_{\mathrm{CS}} = 1 - 2\sum_n \left[A_n \operatorname{sinc}\bigl(q_2^{(n)} W_2/2\bigr) \right] + \frac{1}{W_2}\sum_n (A_n^2 N_n) = 1 - \frac{1}{W_2}\sum_n (A_n^2 N_n) = 1 - P_{\mathrm{DS}}. \tag{31}$$

Строго говоря, в анизотропной среде ортогональность собственных мод системы понимается уже в смысле теоремы взаимности, связывающей между собой любые два решения системы уравнений пьезоакустики [27]. Но, как показывают расчёты, точность предложенной оценки мощности акустического излучения непрерывного спектра оказывается весьма высокой и в общем случае, т. к.

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_n(y)\Psi_m(y)|\,\mathrm{d}y \Bigg/ \int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_n(y)|^2\,\mathrm{d}y \ll 1$$

при $n \neq m$, для любого значения параметра анизотропии (при выполнении условия $\gamma > -1$).

7. К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ДЛИНЫ ФОРМИРОВАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ МОД

Ещё один важный аспект исследования характеристик ПАВ-волноводов связан с определением характерной длины формирования основной волноводной моды $X_{\rm FM}$ как расстояния, на котором амплитуда волн непрерывного спектра внутри волновода становится много меньше амплитуды A_0. Физически очевидно, что $X_{\rm FM} > X_{\rm c}$.

Для того, чтобы оценить величину $X_{\rm FM}$, вычислим интеграл в правой части (27) на оси волновода ($y = 0$) в приближении квазиоптики, справедливом при $x/\lambda \ll 4\,(W_2/\lambda)^4$ [2]. В этом приближении $\mathrm{SR}(q) \approx k_0 - (1+\gamma_0)\,q^2/(2k_0^2)$ и

$$\Psi_{\rm CS}(x,0) \approx \frac{2\exp(-ik_0x)}{\pi}\,[I_0(\alpha) - I_1(\alpha,Q_{\rm c})], \qquad (32)$$

где

$$I_1(\alpha,Q) = \int\limits_0^Q \frac{\sin z}{z}\exp(i\alpha z^2)\,\mathrm{d}z, \quad I_0(\alpha) = I_1(\alpha,\infty), \quad Q_{\rm c} = \frac{q_{\rm c}W_2}{2}\,, \quad \alpha = \alpha(x) = \frac{(1+\gamma_0)\,\lambda_0 x}{\pi W_2^2}\,.$$

Представим функцию $\mathrm{sinc}(z)$ в виде полинома

$$\mathrm{sinc}(z) \approx \sum_{\mu=0}^{M}(-1)^{\mu}\,\frac{z^{2\mu}}{(2\mu+1)!} \qquad (33)$$

и введём обозначения

$$FI(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int\limits_0^z \exp(it^2)\,\mathrm{d}t, \qquad G_1(\alpha,Q) = \frac{2}{\pi}\int\limits_0^Q \exp(i\alpha z^2)\,\mathrm{d}z = \sqrt{\frac{2}{\alpha\pi}}\,FI(Q\sqrt{\alpha}),$$
$$G_0(\alpha) = G_1(\alpha,\infty). \qquad (34)$$

Тогда интегралы I_0 и I_1 в правой части (32) можно с помощью μ-кратного дифференцирования функций G_0, G_1 по дифракционному параметру α преобразовать к следующему виду:

$$I_0(\alpha) \approx \sum_{\mu=0}^{M}\left[\frac{i^{\mu}}{(2\mu+1)!}\,\frac{\partial^{\mu}G_0(\alpha)}{\partial\alpha^{\mu}}\right], \qquad I_1(\alpha,Q_{\rm c}) \approx \sum_{\mu=0}^{M}\left[\frac{i^{\mu}}{(2\mu+1)!}\,\frac{\partial^{\mu}G_1(\alpha,Q_{\rm c})}{\partial\alpha^{\mu}}\right]. \qquad (35)$$

Выбирая степень полинома (33), можно контролировать точность вычисления интегралов (35). Если $\alpha > 0{,}1$ и $Q_{\rm c} < 1$, то в разложении (33) вполне достаточно ограничиться членами не выше 5-ой степени ($M_{\max} = 5$).

Более подробное описание динамики формирования поперечных мод волновода выходит за рамки данной публикации. Рисунок 8 иллюстрирует поперечное распределение амплитуды суммарного поля в разных поперечных сечениях $x = X_1$ и $x = X_2$ одномодовых волноводов в сравнении с профилем основной симметричной моды $|\Psi_{\rm DS}(0,y)|$, не изменяющимся в процессе её распространения. Рассмотрены два типа волноводов с одинаковой суммарной апертурой: «пятислойный» (*а*) и «трёхслойный» (*б*).

Распределение амплитуды полного поля $|\Psi_{\rm S}(X;y)|$ приведены в каждом примере для двух значений продольной координаты: ($X_1 = 80\lambda_0$, $X_2 = 240\lambda_0$ и $X_1 = 80\lambda_0$ и $X_2 = 160\lambda_0$ для рис. 8*а* и *б* соответственно). Как мы видим, «пятислойный» волновод обеспечивает формирование

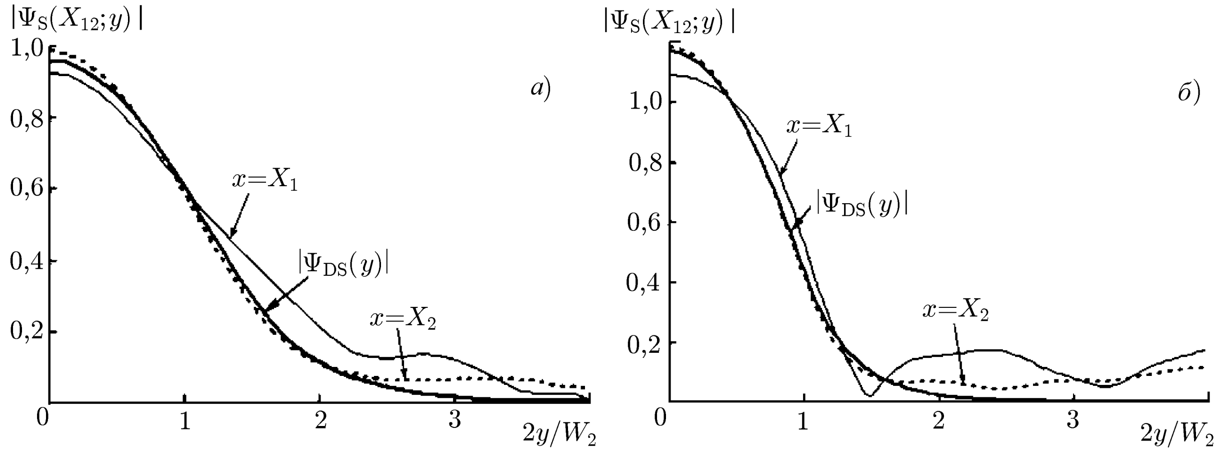

Рис. 8. Сравнение поперечных профилей дискретной моды $|\Psi_{\rm DS}(y)|$ и рассчитанных (при $y > 0$) в разных поперечных сечениях амплитуд $|\Psi_{\rm S}(X, y)|$ суммарного потенциала волны для «пятислойного» (*а*) и «трёхслойного» (*б*) одномодовых волноводов на подложке кварца STX-среза (для простоты полагаем, что параметр анизотропии $\gamma \approx 0{,}378$ постоянен во всей анализируемой области). Панель (*а*) соответствует $W_1 = 2\lambda_0$, $W_2 = 8\lambda_0$, $\delta V_1 = 0{,}0026$, $\delta V_2 = 0{,}0039$, $X_1 = 80\lambda_0$, $X_2 = 240\lambda_0$; панель (*б*) — $W_0 = 12\lambda_0$, $\delta V = 0{,}0039$, $X_1 = 80\lambda_0$, $X_2 = 160\lambda_0$

поперечной моды заметно медленнее, чем «трёхслойный», т. к. в первом случае определяемая с помощью формулы (31) длина отсечки $X_{\rm c1} \approx 116\lambda_0$ примерно в полтора раза больше, чем во втором случае, когда $X_{\rm c2} \approx 79\lambda_0$.

В качестве интегральной меры отклонения амплитуды суммарного поля внутри основной области замедления волновода от амплитуды «чистого» поля дискретного спектра введём величину, характеризующую суммарное относительное отклонение в трёх точках поперечного сечения ($y = 0$, $y = W_2/4$ и $y = W_2/2$):

$$\delta A(x) = \left| \frac{|\Psi_{\rm S}(x,0)|}{|\Psi_{\rm DS}(0,0)|} + \frac{|\Psi_{\rm S}(x,W_2/4)|}{|\Psi_{\rm DS}(0,W_2/4)|} + \frac{|\Psi_{\rm S}(x,W_2/2)|}{|\Psi_{\rm DS}(0,W_2/2)|} - 3 \right|. \quad (36)$$

Приведём, в частности, значения этой величины для примеров на рис. 8: $\delta A(X_1) = 0{,}08$, $\delta A(X_2^{(a)}) = 0{,}022$ (*а*) и $\delta A(X_1) = 0{,}152$, $\delta A(X_2^{(a)}) = 0{,}014$ (*б*).

ВЫВОДЫ

Разработана наглядная физическая модель, облегчающая вычисление и оптимизацию ключевых характеристик ВШП поверхностных акустических волн как «пятислойного» симметричного волновода, внутри которого фазовая скорость распространения акустических волн в параллельном оси ВШП направлении имеет три возможных значения. Выведено соответствующее трансцендентное дисперсионное уравнение, корни которого определяются графически.

Сформулировано условие, при котором в рассматриваемом ПАВ-волноводе возбуждается лишь его основная симметричная мода. Доказано, что подавление поперечных мод высшего порядка может быть обеспечено соответствующим подбором не только апертуры ВШП, но и ширины контактных шин как переходной области между основным акустическим каналом и свободной поверхностью пьезоэлектрической подложки.

Описан способ расчёта мощности и поперечного распределения излучаемого из ПАВ-волновода поля непрерывного спектра. Получены аналитические соотношения, позволяющие определять амплитуду этого поля в центре волновода. Показано, что характерный пространственный масштаб её продольного затухания может служить количественной оценкой длины формирования волноводных мод, которая зависит как от соотношения фазовых скоростей поверхностных акустических волн в областях замедления и в свободном пространстве, так и от поперечных размеров акустического канала и контактных шин ВШП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sveshnikov B. V., Shitvov A. P. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. San Antonio, USA, November 3–6, 1996. V. 1. P. 169.
2. Sveshnikov B. V. // IEEE Trans. UFFC. 2010. V. 57, No. 1. P. 133.
3. Sveshnikov B. V., Suchkov S. G., Yankin S. S., et al. // Proc. IEEE UFFC Symposium. Prague, Czech Republic, July 21–25, 2013. P. 1 408.
4. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Нелинейный мир. 2014. Т. 12, № 11. С. 3.
5. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Нелинейный мир. 2014. Т. 12, № 12. С. 3.
6. Свешников Б. В., Багдасарян А. С., Бутенко В. В. // Тр. Научно-исследовательского института радио. 2015. № 2. С. 2.
7. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, 1969. 191 с.
8. Олинер А. // ТИИЭР. 1976. Т. 64, № 5. С. 51.
9. Schmidt R., Coldren L. // IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics. 1975. V. SU-22, No. 2. P. 115.
10. Slobodnik A. J., Jr. // Proc. IEEE. 1976. V. 64, No. 5. P. 581.
11. Birukov S. V., Martin G., Polevoi V. G., Weihnacht M. // IEEE Trans. UFFC. 1995. V. 42, No. 4. P. 612.
12. Rooth S., Ronnekleiv A. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. San Antonio, USA, November 3–6, 1996. V. 1. P. 201.
13. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.
14. Сандлер М. С. // Журн. теор. физ. 1988. Т. 58, № 10. С. 1 856.
15. Meulendyk B. J., Pereira da Cunha M. // IEEE Transactions on UFFC. 2011. V. 58, No. 12. P. 2 727.
16. Свешников Б. В., Багдасарян А. С. // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).
17. Meulendyk B. J., Pereira da Cunha M. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. Rome, Italy, September 20–23, 2009. P. 2 810.
18. Malocha D. C., Abbott B. P., Knapp S. M. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. Toronto, Canada, October 5–8, 1997. P. 1.
19. Martin G., Wall B. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. San Antonio, USA, November 3–6, 1996. P. 53.
20. Knowles J. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71, No. 22. P. 5 480.
21. Solal M. // IEEE Trans. UFFC. 2003. V. 50, No. 12. P. 1 729.
22. Cohen M. G. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, No. 10. P. 3 821.
23. Kharusi M., Farnell G. // IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics. 1971. V. SU-18, No. 1. P. 35.
24. Visintini G., Baghai-Wadji A. R., Manner O. // IEEE Trans. UFFC. 1992. V. 39, No. 1. P. 61.
25. Visintini G., Kappacher C., Ruppel C. W. // IEEE Trans. UFFC. 1992. V. 39, No. 1. P. 73.
26. Yamamoto Y., Yoshimoto S. // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. Sendai, Japan, October 5–8, 1998. V. 1. P. 229.
27. Auld B. Acoustic fields and waves in solids. V. 1. New York: John Wiley & Sons Inc., 1973. 423 p.

Поступила в редакцию 8 июля 2015 г.; принята в печать 27 ноября 2015 г.

THE MAIN PRINCIPLES OF THE TRANSVERSE-MODE FORMATION IN THE MULTILAYERED WAVEGUIDES OF SURFACE ACOUSTIC WAVES

B. V. Sveshnikov and A. S. Bagdasaryan

We develop the self-consistent model allowing one to analyze the properties of the interdigital transducer of the surface acoustic waves as a symmetric five-layer waveguide on a piezoelectric substrate, inside which the phase velocity of the acoustic-wave propagation in the direction, which is parallel to the longitudinal axis of the system, has three possible values. The transcendental dispersion equation for describing the waves in such a system is derived and the method for its demonstrative graphic solution is proposed. The condition under which only the fundamental transverse mode is excited is formulated. The method for calculating the normalized power and transverse distribution of the continuous-spectrum wave field emitted from the considered waveguide is described. It is shown that the characteristic spatial scale of the longitudinal damping of the amplitude of this field can be a qualitative estimate of the transverse-mode formation length at the waveguide center. The efficiency of a new method for suppressing the higher-order transverse waveguide modes is demonstrated.