

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОДКРЕПЛЕННОЙ ПЛАСТИНЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ УСИЛИЯМИ

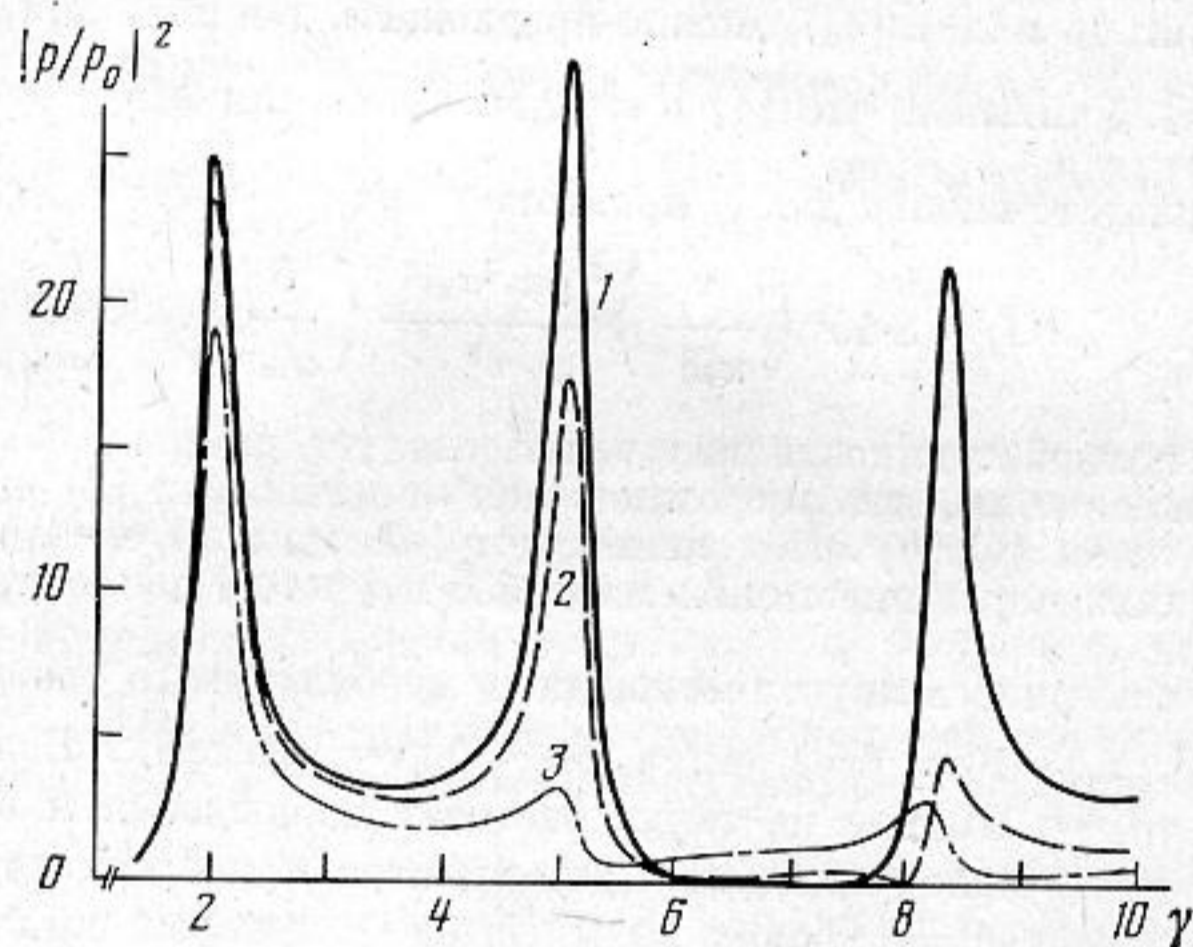
Святенко В. А.

Рассмотрено излучение бесконечной пластины, подкреплённой двумя ребрами жесткости и возбуждаемой на участке между ребрами произвольно распределёнными усилиями. Следуя работе [1] и пренебрегая сопротивлением ребер жесткости повороту в случае нагрузки, симметричной относительно центра пролета, для звукового давления в одномерной постановке можно получить $p = p_0 [f(k_0 \cos \theta) - R \cos(k_0 L \sin \theta/2)]$, где p_0 — звуковое давление в дальней зоне, излучаемое однородной пластиной при возбуждении линейной силой, f — трансформанта Фурье возбуждающих сил, k_0 — волновое число в среде, θ — угол между направлением на точку наблюдения и нормалью, L — расстояние между ребрами, R — реакция ребер жесткости, определяемая как $R = J_1 / [J_0 + J_2 + A_F 2\pi B / (i\omega)]$, где

$$J_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\alpha}{G(\alpha)}, \quad J_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\alpha L) d\alpha}{G(\alpha)},$$

$$J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}(\alpha) \exp(i\alpha L/2) d\alpha}{G(\alpha)}, \quad G(\alpha) = \alpha^4 - k_B^4 - \omega^2 \rho / [B(\alpha^2 - k_0^2)]^{1/2},$$

k_B — волновое число изгибных колебаний, B — цилиндрическая жесткость, ρ — плотность среды, A_F — входная проводимость ребра. В случае акустически легкой среды последним слагаемым в выражении для $G(\alpha)$ можно пренебречь и интегралы J_0 , J_1 и J_2 легко вычисляются. Для акустически тяжелой среды J_0 , J_1 и J_2 определяются



довольно сложно даже численным методом. Показано, что с точностью до множителя $2\pi B / (i\omega)$ J_0 равно входной проводимости однородной пластины A_0 , J_1 — переходной проводимости от места возбуждения к ребру $A_{L/2}$, J_2 — переходной проводимости от ребра к ребру A_L . Тогда для максимума звукового давления ($\theta=0$) и входной проводимости пластины можно получить

$$\frac{p}{p_0} = 1 - \frac{2A_{L/2}}{A_0 + A_L + A_F}, \quad A_{\text{вх}} = A_0 - \frac{2A_{L/2}^2}{A_0 + A_L + A_F}.$$

Если ограничиться рассмотрением низкочастотного излучения ($k_B \gg k_0$), то входная проводимость будет [2] $A_0 = c(1 - i \operatorname{tg} \pi/10)$, где $c = [\omega / (5Bk_B^3)] (mk_B/\rho)^{3/5}$. Для переходных проводимостей будем пренебрегать взаимодействием сил с ребрами и ребер между собой через неоднородные волны и, кроме того, полагая внешние силы приложенными к участку, не примыкающему непосредственно к ребрам, получим $A_{L/2} = \tilde{f} C \exp(-ikL/2)$, $A_L = c \exp(-ikL)$, где k — волновое число колебаний пластины с учетом реакции жидкости. Для случая шарнирных опор $p/p_0 = 1 - 2\tilde{f} / (2 \cos \gamma + \psi \sin \gamma - i\psi \cos \gamma)$, где $\gamma = kL/2$, $\psi = 1$ для акустически легкой среды и $\psi = \operatorname{tg} \pi/10$ — для акустически тяжелой среды.

На фигуре представлены частотные зависимости квадрата модуля давления, излучаемого в воздух пластиной с двумя шарнирными опорами, возбуждаемой сосредоточенной силой и распределенной силой различной протяженности (трансформанта Фурье распределенной силы равна $\tilde{f} = \sin(kl/2) / (kl/2)$, l — протяженность участка приложения силы). Видно, что при возбуждении сосредоточенной силой излучение

на резонансных частотах участка пластины, ограниченного опорами, значительно превосходит излучение однородной пластины, при возбуждении распределенной нагрузкой существенно снижается. Величина резонансных максимумов снижается при увеличении протяженности участка возбуждения и номера резонанса. Для максимума излучения на резонансе можно получить выражение $|p/p_0|^2 = 1 + f^2(2/\psi)^2 \cdot [1 + (2/\psi)^2]$, из которого следует, что снижение излучения на резонансах достигается выбором соответствующего распределения возбуждающих усилий из условия $f^2 \ll 1$ на интересующих нас частотах. Как указывалось в работе [3], существует соответствие между трансформантой Фурье возбуждающих усилий и характеристикой направленности монополюсных излучателей, распределенных на плоскости по тому же закону, что и возбуждающие усилия. По этой же причине задача уменьшения излучения на резонансных частотах аналогична задаче устранения боковых лепестков диаграммы направленности антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евсеев В. Н. Излучение звука пластиной с периодическими неоднородностями // Акуст. журн., 1973, Т. 19, № 3, С. 345–351.
2. Гутин Л. Я. Избранные труды. — Л.: Судостроение, 1977.
3. Святечко В. А. Звуковое излучение бесконечной пластины, возбуждаемой распределенными по поверхности усилиями // Тр. ЛКИ, 1983, С. 3–7.

Поступило в редакцию
24.III.1986

УДК 534.222.2

ДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ЭХО В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ

Северин Ф. М., Славутский Л. А., Тимофееви Г. Ю.

Эффекты двух- и трехимпульсного эхо на поверхностных акустических волнах (ПАВ) в структуре пьезоэлектрик — полупроводник могут быть использованы для осуществления корреляционной обработки радиосигналов [1]. Двухимпульсное эхо является результатом обращения волнового фронта в переменном электрическом поле [2]. Трехимпульсное эхо — это процесс образования в полупроводнике статических полей (акустоэлектронное запоминание) при взаимодействии ПАВ с первым импульсом электрического поля [3] с последующей генерацией ПАВ на образовавшейся зарядовой решетке под действием второго импульса поля накачки.

В настоящей работе приводятся результаты сравнительного исследования двух- и трехимпульсного эхо в структуре $YZ-LiNbO_3-Si$. Возбуждение прямой ПАВ и прием эхосигналов на частоте $\omega/2\pi = 60$ МГц осуществлялись встречно-штыревыми преобразователями (ВШП). Импульсы поперечного электрического поля накачки частотой 60 МГц подавались на сплошные металлические электроды, расположенные на верхней плоскости полупроводника и нижней плоскости пьезоподложки. Толщины пьезоподложки и полупроводникового образца составляли 1,5 и 0,5 мм, удельное сопротивление кристалла Si было равно 5 Ом·см.

Акустоэлектронное взаимодействие исследовалось в условиях параметрического резонанса, когда частоты накачки и ПАВ равны. Как теоретически показано в работе [4], из двух путей генерации обращенной волны посредством последовательных трехволновых взаимодействий на концентрационной нелинейности более эффективным является образование двухимпульсного эхо через квазистационарное периодическое возмущение с волновым числом, соответствующим волновому числу ПАВ. Это возмущение сохраняется за счет захвата носителей на поверхностных состояниях (ПС) Si, следствием чего является возможность образования трехимпульсного эхо при подаче второго импульса накачки. При малой длительности импульсов накачки ($\sim 0,5$ мкс) двух- и трехимпульсное эхо различаются лишь природой зарядовой решетки: образована ли она свободными или связанными на ПС зарядами. Экспериментальное сравнение уровней двух- и трехимпульсного эхо u_2 и u_3 дает возможность получить информацию о динамике образования зарядовой решетки на ПС.

Для теоретического расчета электроакустического эхо при произвольной амплитуде ПАВ в настоящей работе использовалась квазистатическая модель [5, 6], развитая для ПС одного типа.

На фиг. 1 приведены экспериментальные зависимости параметра $\xi_1 = u_3/u_2$ от интенсивности ПАВ при одинаковой амплитуде обоих импульсов накачки, а также расчетная зависимость $\xi_2 = n_2/n_1$, где n_1 — неравновесная концентрация свободных зарядов на поверхности Si, образующих квазистационарное возмущение при генерации обращенной ПАВ, n_2 — неравновесная концентрация связанных на ПС заря-