

УДК 539.231:534.232

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ ПЬЕЗОСЛОЙ-ПОЛУПРОВОДНИК

Вьюн В. А.

При возбуждении поверхностных акустических волн (ПАВ) встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) в структурах пьезослой-полупроводник получены выражения для электрического импеданса ВШП, мощностей ПАВ и передаваемых полупроводнику. В сравнении со структурами без полупроводников отмечаются особенности возбуждения ПАВ.

В последнее время внимание исследователей привлекают поверхностные акустические волны (ПАВ) в перспективных структурах пьезоэлектрическая пленка — полупроводниковая подложка [1, 2]. В значительной степени этот интерес связан со свободой выбора пьезоэлектрического слоя и полупроводниковой подложки для устройств, принцип действия которых основан на акустоэлектронном взаимодействии, а также с открывающимися широкими возможностями объединения устройств акусто- и микроэлектроники на одной подложке. В указанных структурах исследованию возбуждения ПАВ, которое эффективно осуществляется встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) посвящено много экспериментальных работ [3—6]. В значительно меньшей степени возбуждение ПАВ в структурах пьезослой-полупроводник исследовано теоретически. Так, в работах [6, 7] мощность возбуждаемых ПАВ отыскивалась через сопротивление излучения ВШП, для вычисления которого в известное выражение работы [8] для случая ВШП на пьезодиэлектрике подставлялись соответствующие рассматриваемой структуре значения статической емкости и коэффициента электромеханической связи для проводимости подложки $\sigma=0$ или $\sigma=\infty$. При этом не учитывались полупроводниковые свойства подложки, соответствующие случаю конечных значений σ , как и в работе [9].

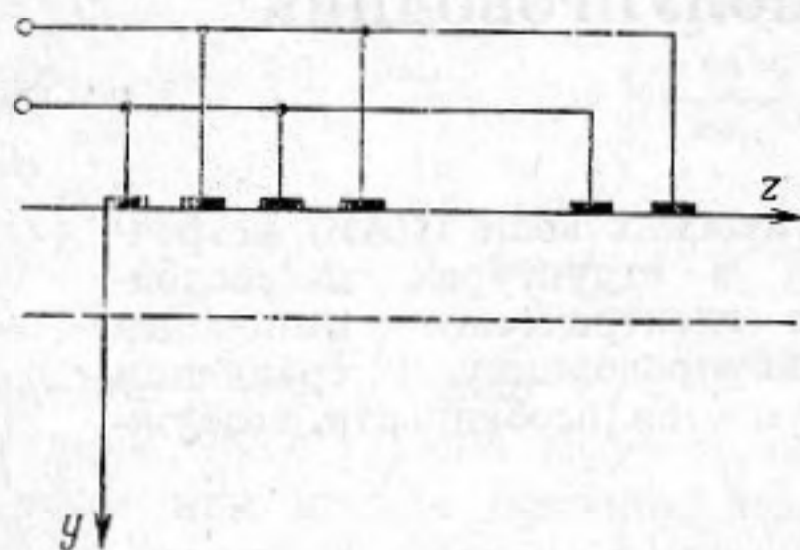
В настоящей работе с учетом полупроводниковых свойств подложки для структур пьезослой-полупроводник решается задача возбуждения ПАВ встречно-штыревыми преобразователями. Отыскивается электрический импеданс ВШП, значения мощностей возбуждаемых ПАВ и мощности, передаваемой полупроводнику из-за взаимодействия переменных электрических полей ВШП с полупроводником.

Рассматриваемая структура и система координат показана на фиг. 1. Слой пьезодиэлектрика толщиной h занимает область $0 < y < h$. Прилегающие к нему области $y < 0$ и $y > h$, как и в работе [10] не обладают пьезоэффектом. Их электрические свойства для периодических в направлении оси z электрических полей $\exp(-ikz)$ будем задавать известным способом через поверхностные эффективные диэлектрические проницаемости [11, 12]:

$$\varepsilon_1 = D_k(h+0)/[|k|\varphi_k(h+0)], \quad \varepsilon_2 = -D_k(-0)/[|k|\varphi_k(-0)], \quad (1)$$

где k — волновое число, $\varphi_k(y)$, $D_k(y)$ — электрический потенциал и y -компонента индукции на поверхности при соответствующем значении y . Для диэлектриков величины ε_1 , ε_2 совпадают с их диэлектрическими проницаемостями, для полупроводников являются комплексными, а для металлов стремятся к бесконечности [12, 13]. Двухфазный ВШП из N пар электродов шириной a и периодом λ расположен на границе $y=0$. Считаем, что в направлении оси x протяженность электродов преобразователя $w \gg h$, λ и задача является двумерной (поля не зависят от координаты x).

При заданном гармоническом токе $I \sim \exp(i\omega t)$ на циклической частоте ω найдем возникающую на ВШП разность потенциалов V и электрический импеданс преобразователя $Z=V/I$. Решение будем отыскивать в приближении заданного однородного заряда на электродах и с учетом излучения только ПАВ, пренебрегая излучением объемных волн. Следует отметить, что именно в отмеченных приближениях аналогичная задача в частных случаях диэлектрической и металлизированной подложек решалась в известной работе [9].



Фиг. 1. Структура и система координат

Применимость используемых приближений для случая ВШП на пьезодиэлектрике детально обсуждалась в работе [14], содержащей обширную библиографию. Пренебрежение излучением объемных волн справедливо при достаточно большом числе электродов. Приближение заданного заряда выполняется в случае, когда относительное изменение скорости ПАВ при металлизации пьезодиэлектрика удовлетворяет условию $\Delta v/v \ll N^{-1}$. Используемое нами упрощение однородного распределения заряда позволяет получить решение без применения ЭВМ. В этом случае в плоскости $y=0$ плотность заряда $\rho(z)$ вне

электродов равна нулю, а на них равна $\pm I/(i\omega a w N)$. При этом учтено, что суммарный заряд Q на электродах каждой фазы удовлетворяет уравнению $\pm \partial Q/\partial t = I$, где разные знаки соответствуют электродам разных фаз.

Воспользуемся тем, что для полупространства пьезоэлектрической слой-полупроводник ($y > 0$) в приближении слабой электромеханической связи с учетом ПАВ поверхностная диэлектрическая проницаемость дается формулой [10]:

$$\epsilon(k) = D_k(+0) / [|k| \varphi_k(+0)] = \epsilon_p'(k - p_\infty) / (k - p_0), \quad (2)$$

где введены параметры ϵ_p' , p_0 , p_∞ , зависящие от свойств структуры и, в частности от ϵ_1 , ϵ_2 . Важно отметить, что в общем случае комплексных значений ϵ_1 , ϵ_2 эти параметры также являются комплексными. Их физический смысл обсуждался в работе [10]. Так, p_0 , p_∞ являются волновыми числами ПАВ на частоте ω в случаях металлизированной и «открытой» поверхности $y=0$ соответственно.

Поскольку выражение (2) для $\epsilon(k)$ учитывает все необходимые механические граничные условия для ПАВ, а электрические граничные условия при $y=h$ в нем учитываются через ϵ_1 , то при решении остается учесть только электрические граничные условия при $y=0$:

$$\varphi_k(+0) = \varphi_k(-0), \quad D_k(+0) - D_k(-0) = \rho_k, \quad (3)$$

где $\rho_k = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z) \exp(ikz) dz$ — фурье-образ от функции $\rho(z)$. Легко показать, что

$$\rho_k = -I [1 - \exp(ik\lambda/2)] [1 - \exp(ika)] f_N(k) / [k\omega a w N], \quad (4)$$

где $f_N(k) = [1 - \exp(iNk\lambda)] / [1 - \exp(ik\lambda)]$.

Соотношения (1)–(4) позволяют через ток I выразить фурье-образ $\varphi_k(0)$, взяв от которого обратное преобразование Фурье получить значение потенциала $\varphi(p=0, z)$ и, следовательно, разности потенциалов V на ВШП:

$$V = (Na)^{-1} \sum_{n=0}^{N-1} \left[\int_{n\lambda}^{n\lambda+a} \varphi(0, z) dz - \int_{(2n+1)\lambda/2}^{(2n+1)\lambda/2+a} \varphi(0, z) dz \right], \quad (5)$$

где, как и в работе [9], проведено усреднение по ширине a всех N пар электродов. После вычисления V по формуле (5) выражение для электри-

ческого импеданса ВШП может быть представлено в виде

$$Z = Z_a^+ + Z_a^- + Z_s, \quad (6)$$

где

$$Z_a^+ = -\frac{\Delta_0}{i\pi\omega w N} \int_0^{\infty} G_1(k) \left[\frac{\sin(k\lambda N/2)}{\cos(k\lambda/4)} \right]^2 \left(\frac{p_0}{k^2 - p_0^2} \right) dk, \quad (7)$$

$$Z_s = (i\pi\omega w N)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} G_2(k) (|f_N|^2/N) dk, \quad (8)$$

$G_1(k) = (k+p_0)S(ka/2)/[NkA(k)]$, $G_2(k) = 2 \sin^2(k\lambda/4)S(ka/2)[kA(k)]$, введены функции $S(u) = (\sin u/u)^2$ и $A(k) = \varepsilon_p' + \varepsilon_1$; параметр $\Delta_0 = (p_0 - k_c)/p_0$ характеризует эффективность электромеханической связи и имеет физический смысл относительного изменения волнового числа ПАВ при металлизации поверхности, на которой расположен ВШП; k_c — волновое число ПАВ, свободно распространяющихся в $+z$ -направлении, которое определяется из дисперсионного уравнения $\varepsilon(k) + \varepsilon_1 = 0$ [10]. В (6) Z_a^+ , Z_a^- учитывают ПАВ, излучаемые в $+z$, $-z$ -направлениях соответственно. Выражение для Z_a^- дается соотношением (7) с заменой в нем пределов интегрирования от $-\infty$ до 0 и параметров p_0 , k_c , Δ_0 на соответствующие $-z$ -направлению. В (7), (8), как и далее, для слабой электромеханической связи $|\Delta_0| \ll 1$ опущены слагаемые квадратичного и более высокого порядка по Δ_0 .

Интеграл в (7) вычисляется с помощью вычетов (см., например, приложение работы [15]). Тогда

$$Z_a^+ = \frac{2\Delta_0 S(p_0 a/2)}{\omega w A(p_0)} \left[\left(\frac{\sin X}{X} \right)^2 + i \frac{\sin(2X) - 2X}{X^2} \right], \quad (9)$$

где параметр $X = \pi N(\omega - \omega_0)/\omega_0$ учитывает отклонение частоты ω от центральной частоты ω_0 ВШП. При вычислении интеграла в (8) не будем учитывать эффекты, связанные с краевыми электродами ВШП, что выполняется для протяженного преобразователя, и воспользуемся свойством

δ -функции: $\pi \prod_{n=-\infty}^{\infty} \delta(k\lambda/2 - n\pi) = \lim_{N \rightarrow \infty} (|f_N|^2/N)$. Тогда

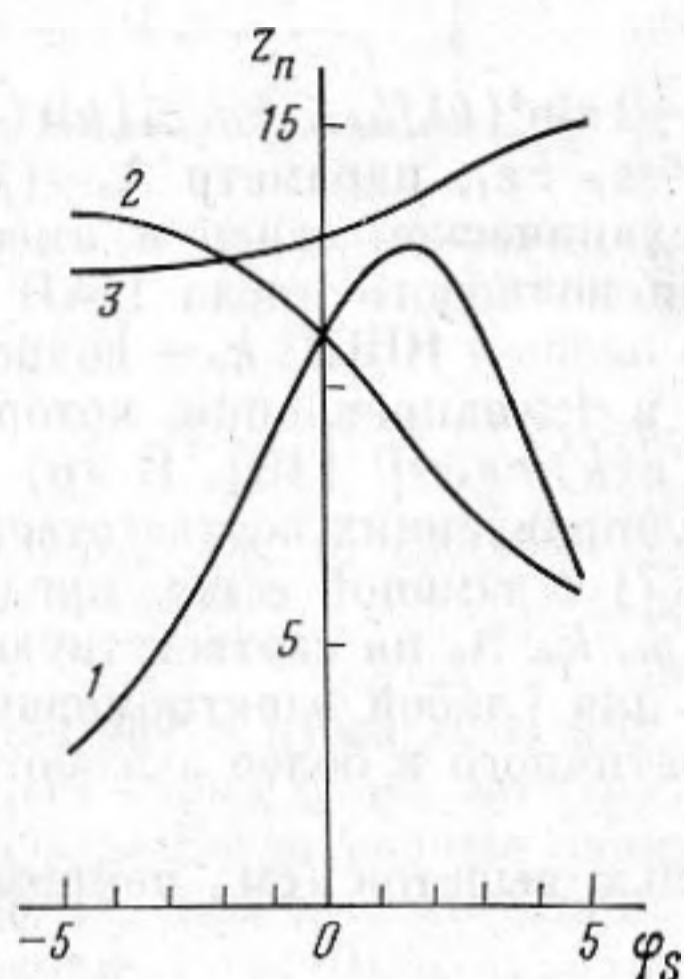
$$Z_s = \frac{2}{i\omega\pi w N} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S[\pi(2n+1)a/\lambda]}{(2n+1)A[2\pi(2n+1)/\lambda]}. \quad (10)$$

Импеданс Z_s (10) в формуле (6) равен импедансу ВШП при отсутствии пьезоэффекта в слое структуры (при $\Delta_0 = 0$).

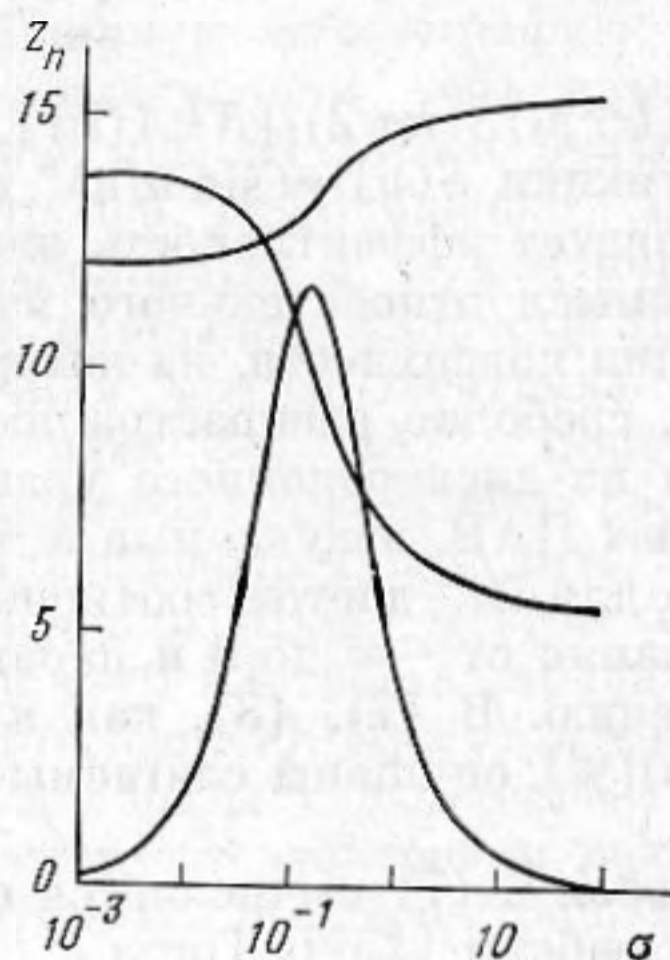
Прилегающие к слою области через электрические свойства, характеризующиеся параметрами ε_1 , ε_2 , влияют на электрические поля, создаваемые преобразователем, и изменяют его импеданс. Мощность возбуждаемых ПАВ дается выражением $P_a^\pm = |V|^2 R_a^\pm / (2|Z|^2)$, где $R_a^\pm = \text{Re } Z_a^\pm$ — сопротивление излучения ВШП для волн, возбуждаемых в разные стороны. Полное сопротивление излучения равно $R_a = R_a^+ + R_a^-$.

В общем случае комплексных значений ε_1 , ε_2 входящие в формулы (9), (10) параметр Δ_0 и функция $A(k)$ также являются комплексными. Это приводит к тому, что за счет взаимодействия переменных электрических полей ВШП с прилегающими полупроводниковыми областями импеданс Z_s кроме реактивной (емкостной) составляющей имеет отличную от нуля активную составляющую ($\text{Re } Z_s \neq 0$), и часть подводимой к ВШП мощности передается прилегающим областям $P_s = |V|^2 \text{Re } Z_s / (2|Z|^2)$. Другой особенностью возбуждения ПАВ является то, что в общем случае на центральной частоте ВШП Z_a и Z_s связаны условием $Z_a/Z_s = i\pi N \Delta_0$ в отличие от известного условия $\omega_0 R_a C = \pi N \Delta_0$ [8, 9] для структур без полупроводников. Здесь C — емкость ВШП. Указанное условие получено из (9),

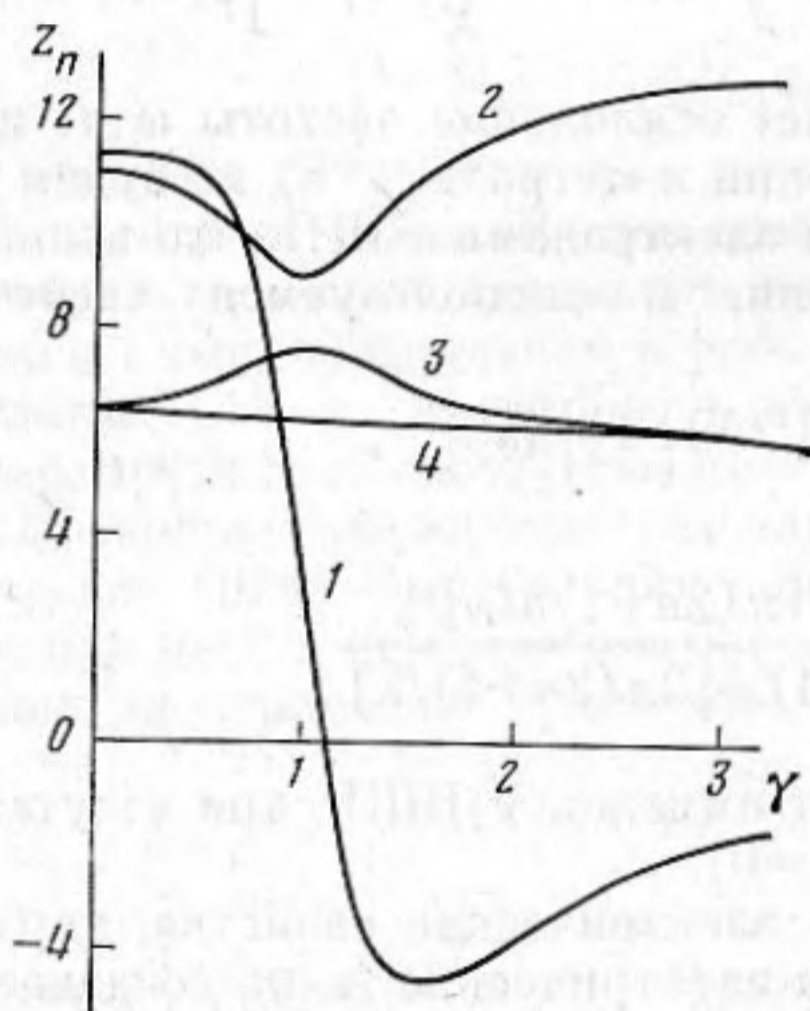
(10) с учетом того, что во многих случаях функция $\varepsilon(k)$ является четной и в (10) учтены только слагаемые, соответствующие $(2n+1) = \pm 1$, так как с увеличением $|n|$ они быстро спадают по закону $(2n+1)^{-3}$. В некоторых случаях из-за внешних физических воздействий, например, электрическими или магнитными полями функция $\varepsilon(k)$ не является четной. Это приводит к тому, что $Z_a^+ \neq Z_a^-$. Иными словами, возможна асимметрия возбуждения ПАВ, которая при $R_a^+ \gg R_a^-$ приводит к однонаправленному возбуждению ПАВ с помощью ВШП. Интересно отметить, что при $|\Delta_0| \ll \ll 1$, когда $|Z_s| \gg |Z_a|$, мощности возбуждаемых ПАВ и передаваемые при-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 2. Зависимости от поверхностного потенциала полупроводника для нормированных импедансов $Z_n = 1 - 5 \operatorname{Re} Z_{sn}$, 2 — $-\operatorname{Im} Z_{sn}$, 3 — $200 \operatorname{Re} Z_{an}$

Фиг. 3. Зависимости от проводимости полупроводника для нормированных импедансов $Z_n = 1 - 5 \operatorname{Re} Z_{sn}$, 2 — $-\operatorname{Im} Z_{sn}$, 3 — $200 \operatorname{Re} Z_{an}$

Фиг. 4. Зависимости от параметра дрейфа для нормированных импедансов $Z_n = 1 - 5 \operatorname{Re} Z_{sn}$, 2 — $-\operatorname{Im} Z_{sn}$, 3 — $200 \operatorname{Re} Z_{an}^+$, 4 — $200 \operatorname{Re} Z_{an}^-$

легающим областям от числа пар электродов N зависят следующим образом: $P_a \sim N^2$, $P_s \sim N$, и при изменении N соотношение между ними изменяется.

Приведем некоторые характерные результаты расчета импеданса ВШП на широко исследуемых в последнее время структурах ZnO-Si . Для определенности считаем, что ВШП расположен на свободной поверхности пленки ZnO . Расчеты проводились на центральной частоте ВШП для $\omega_0 = 10^9$ рад/с при толщине пленки $h = 1,5$ мкм, что соответствует первому «пику» на зависимостях $\Delta\nu/\nu$ от kh , когда проводимость подложки $\sigma = 0, \infty$ [9]. При этом параметры формулы (2) рассчитывались по результатам работы [10] через значения $\Delta\nu/\nu$ работы [9]. Полупроводник взят электронной проводимости. Его поверхностная эффективная диэлектрическая проницаемость вычислялась по результатам работ [12, 13].

На фиг. 2–4 для нормированных импедансов ВШП $Z_{an}=Z_a=w/S$, $Z_{sn}=Z_s w N/S$ приведены зависимости от поверхностного потенциала полупроводника (при $\sigma=0\text{м}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$), проводимости полупроводника σ (без поверхностного изгиба зон $\varphi_s=0$) и параметра дрейфа $\gamma=2\pi v_d/(\omega_0\lambda)$ (при $\varphi_s=0$, $\sigma=0,1\text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$), где v_d — скорость дрейфа электронов в $+z$ -направлении. Здесь значения φ_s взяты безразмерными, нормированными на $k_B T/e$, где k_B — постоянная Больцмана, T — температура, e — заряд электрона. Положительные (отрицательные) значения φ_s соответствуют обогащению (обеднению) поверхности полупроводника электронами. Значения Z_{an} , Z_{sn} представлены в единицах $\text{Ом}\cdot\text{м}$, а значения σ — в $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$.

При изменении поверхностной проводимости полупроводника за счет изменения объемной проводимости при $\sigma\rightarrow 0, \infty$ (фиг. 3) или поверхностной проводимости при обеднении, обогащении поверхности в случае изгиба зон (фиг. 2) величина $\text{Im } Z_s$, дающая емкость ВШП, и сопротивление излучения $\text{Re } Z_a$ стремятся к своим значениям, соответствующих случаям диэлектрической и металлизированной подложек [9]. Величина $\text{Re } Z_s$, необходимая для описания связанных с полупроводником потерь подводимой к ВШП энергии, стремится к нулю. Она имеет максимум при некоторых конечных значениях σ , φ_s .

На фиг. 4 из-за того, что при $\gamma\neq 0$ функция $\epsilon(k)$ не является четной, выделены сопротивления излучения ПАВ в $\pm z$ -направлениях. Полученные результаты показывают, что изменением параметра дрейфа γ можно управлять эффективностью возбуждения ПАВ в разные стороны от ВШП. Интересной особенностью обладает параметр $\text{Re } Z_s$ в зависимости от γ . Он изменяет не только величину, но и знак, т. е. потери подводимой к ВШП энергии, связанные с полупроводником, могут исчезать и энергия от полупроводника может передаваться преобразователю и, следовательно, ПАВ. Эта особенность связана с тем, что при изменении параметра дрейфа мнимая часть $\epsilon(k)$ изменяет знак [12, 13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Kino G. S. Zinc oxide — silicon acoustoelectric devices // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1979. P. 900–910.
2. Hickernell F. S. Zinc oxide films for acoustoelectric device applications // IEEE Trans. 1985. V. SU-32. № 5. P. 621–629.
3. Вьюн В. А., Креймер А. А., Яковкин И. Б. МДП-конволютор // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 21. С. 1292–1295.
4. Креймер А. А., Пашин Н. С., Яковкин И. Б. Влияние электрического поля на эффективность возбуждения ПАВ в системе окись цинка — кремний // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 3. С. 140–143.
5. Melloch M. R., Gunshor R. L., Liu C. L., Pierret R. F. Interface transduction in the ZnO—SiO₂—Si surface acoustic wave device configuration // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. № 2. P. 147–150.
6. Venema A., Humphryes R. F. Inclusion of conductivity in silicon SAW component design // Electron. Lett. 1977. V. 13. № 20. P. 594–596.
7. Venema A., Dekkers J. J. M., Humphryes R. F. Static capacitance calculation for a surface acoustic wave interdigital transducer in multi-layered media // IEEE Trans. 1978. V. MTT-26. № 2. P. 294–297.
8. Smith W. R., Cerard H. M., Collins J. H., Reeder T. M., Shaw H. J. Analysis of interdigital surface wave transducers by use of an equivalent circuit model // IEEE Trans. 1969. V. MTT-17, № 11, P. 858–864.
9. Kino G. S., Wagers R. S. Theory of interdigital couplers on nonpiezoelectric substrates // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. № 4. P. 1480–1488.
10. Вьюн В. А. Акустоэлектронное взаимодействие поверхностных акустических волн в структурах со слоем пьезодиэлектрика // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 459–463.
11. Ingebrigtsen K. A. Surface waves in piezoelectrics // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 7. P. 2681–2686.
12. Greebe C. A/ A. J., Dallen P. A. van, Swanenburg T. J. B., Wolter J. Electric coupling properties of acoustic and electric surface waves // Phys. Repts. 1971. V. 1. № 5. P. 236–268.
13. Вьюн В. А., Левин М. Д. Влияние изгиба зон полупроводника на акустоэлектронное взаимодействие в слоистой структуре пьезодиэлектрик — полупроводник // ФТТ. 1981. Т. 23. № 3. С. 838–845.
14. Балакирев М. К., Гулинский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 232 с.
15. Auld B. A., Kino G. S. Normal mode theory for acoustic waves and its application to the interdigital transducer // IEEE Trans. 1971. V. ED-18. № 10. P. 898–908.

Поступила в редакцию
6.V.1986