6. *Векуа И. Н.* О полноте метагармонических функций.— Докл. АН СССР, 1953, т. 90, № 5, с. 715—718.
7. *Канторович Л. В., Крылов В. И.* Приближенные методы высшего анализа. 5-е изд. испр. М.: Госиздат, 1962.
8. *Конюхова Н. Б., Пак Т. В.* Дифракция плоской звуковой волны на жестком вытянутом сфероиде. М.: ВЦ АН СССР, 1985.
9. *Клещев А. А., Шейба Л. С.* Рассеяние звуковой волны идеальными вытянутыми сфероидами.— Акуст. журн., 1970, т. 16, № 2, с. 264—268.

Ленинградский
кораблестроительный институт

Поступило в редакцию
1.VII.1985
после исправления
6.V.1986

---

УДК 534.221—16

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СТРУКТУРАХ GaAlAs/GaAs

***Киккарин С. М., Петров Д. В., Яковкин И. Б.***

Эпитаксиальные слои GaAlAs на GaAs представляют интерес для планарной акустооптики как оптические волноводные структуры. Для реализации оптического волновода необходимо наличие по крайней мере двух слоев GaAlAs различного состава, обеспечивающих волноводный эффект [1]. Оптимизация эффективности планарного акустооптического взаимодействия (АОВ) в таких структурах требует знания особенностей распространения в них поверхностных акустических волн (ПАВ). В известной нам литературе распространение ПАВ в двуслойных гетероструктурах ранее не рассматривалось.

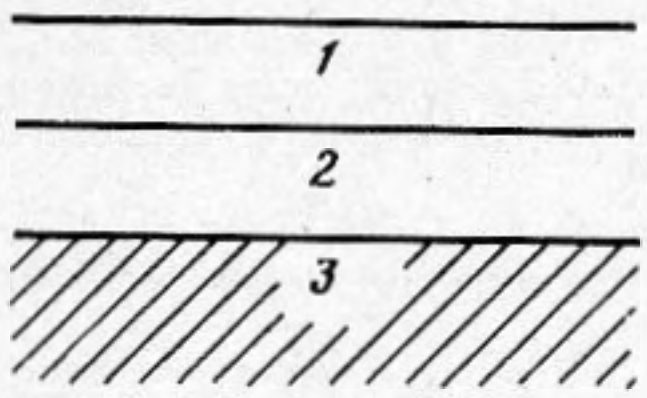
В первом приближении поведение ПАВ в структурах GaAlAs/GaAs можно описать, пренебрегая различием физических свойств $Ga_{1-x}Al_xAs$ и GaAs. Такой подход использовался во всех работах, посвященных планарному АОВ в арсениде галлия [2—4]. Однако при значительной концентрации AlAs в твердом растворе GaAlAs и при длинах акустических волн, сравнимых с толщинами эпитаксиальных слоев, такое описание может оказаться недостаточно точным. Ниже рассчитаны характеристики ПАВ в структурах из GaAlAs/GaAs типа оптического волновода с целью сравнения их с ПАВ в GaAs [5—7].

Для расчета характеристик ПАВ в структурах, состоящих из двух анизотропных пьезоэлектрических слоев на пьезоэлектрическом и анизотропном полупространствах, была составлена программа, основанная на предложенном в [8] алгоритме. Материальные константы GaAs (за исключением плотности) и AlAs взяты из [9] и приведены в таблице. Плотность арсенида галлия взята такой же, как и в работе [5], так как такой набор констант дает скорость ПАВ в направлении [110] на плоскости (001), совпадающую с экспериментальным значением ($v$=2860 м/с). Альтернативный набор упругих констант AlAs, приведенный в [9] по данным [10], представляется неприемлемым для частот ПАВ, возбуждаемых с помощью встречно-штыревых преобразователей (ВШП). В [10] исследовались ПАВ с длинами волн ~1000 Å, когда сильно сказывается отличие свойств приповерхностного слоя от свойств материала в объеме среды. Материальные константы твердого раствора $Ga_{1-x}Al_xAs$ находились линейной интерполяцией констант GaAs и AlAs. Правомерность такой интерполяции обсуждается в [9].

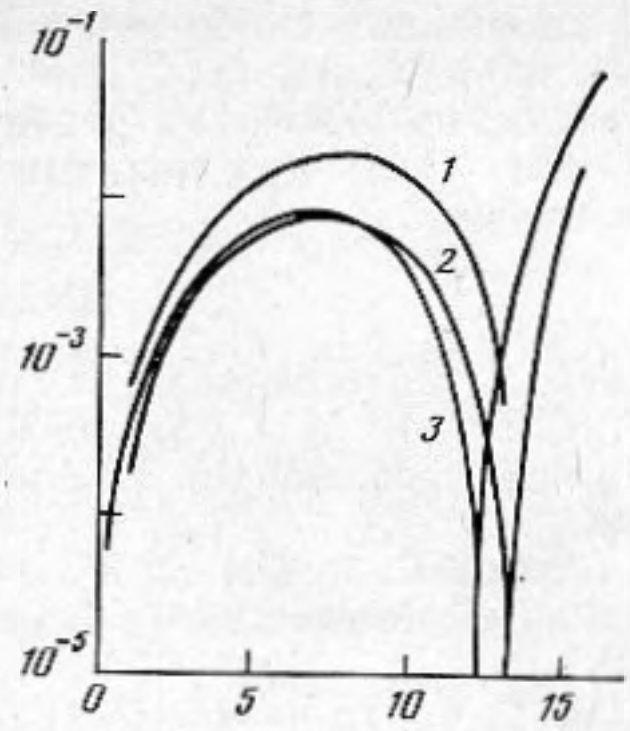
| Структуры | $c_{11}\cdot10^{10}$ н/м | $c_{12}\cdot10^{10}$ н/м | $c_{44}\cdot10^{10}$ н/м | $\rho\cdot10^3$ кг/м$^3$ | $e_{14}$ н/м | $\varepsilon/\varepsilon_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| GaAs | 11,88 | 5,38 | 5,94 | 5,316 | −0,16 | 11,6 |
| AlAs | 12,02 | 5,70 | 5,89 | 3,76 | −0,225 | 8,2 |

Для осуществления АОВ наиболее удобна плоскость (001) арсенида галлия [2—4, 11], используемая обычно при выращивании гетероструктур для оптоэлектронных устройств. В этой плоскости практический интерес представляют волны, распространяющиеся в направлениях [110] и [100]. Первая, имеющая наибольший коэффициент электромеханической связи [5], принадлежит ветви вытекающих ПАВ [12] и вблизи направления [110] имеет затухание (дополнительное к обычным механизмам затухания [13]), связанное с оттоком акустической энергии вглубь кристалла (радиационное затухание). Волна, распространяющаяся вдоль направления [100], не является вытекающей, но имеет нулевой коэффициент электромеханической связи и может быть возбуждена только с использованием пьезоэлектрических пленок (например, ZnO).

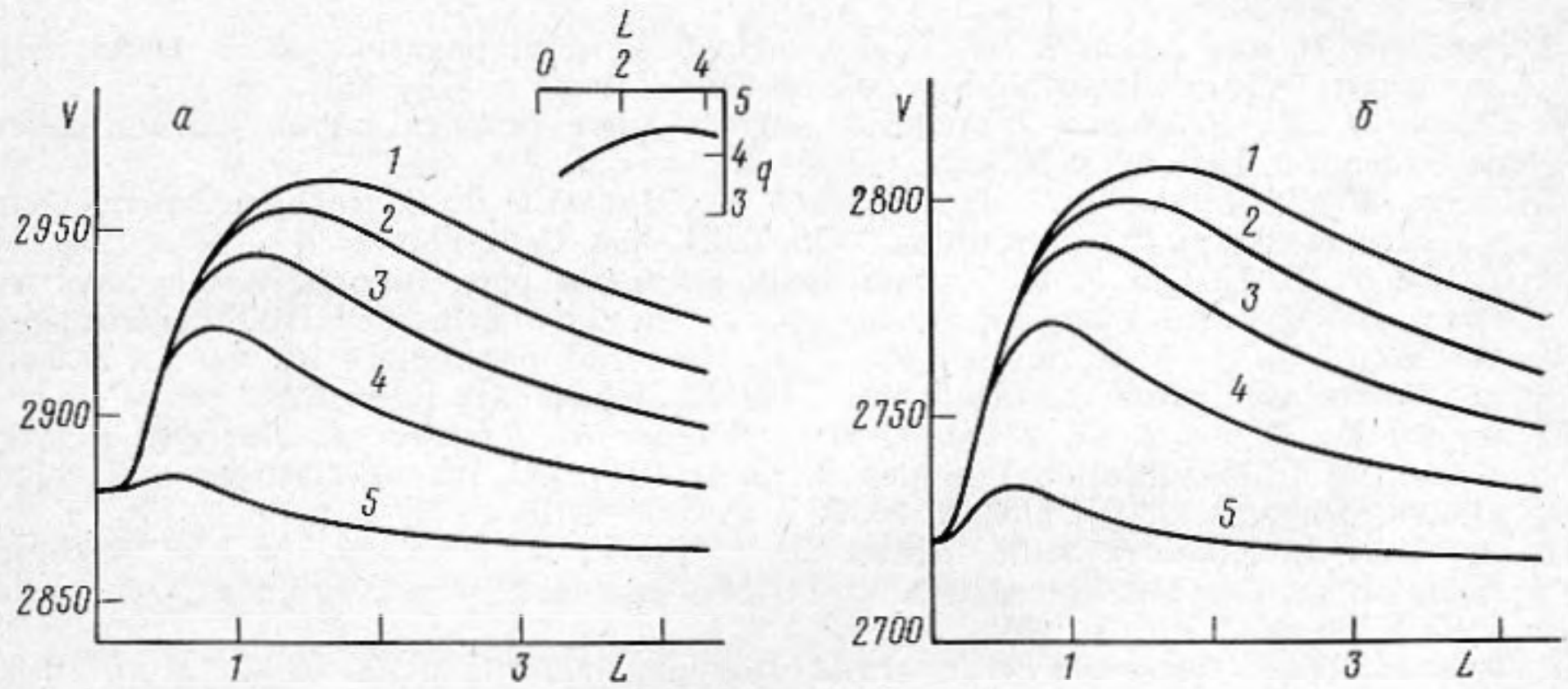
Расчеты были проведены для структур (фиг. 1) с типичным для оптического волновода составом слоев, когда содержание AlAs в промежуточном слое больше, чем в верхнем, а в волноводном слое имеется небольшая добавка AlAs для уменьшения оптических потерь [1]. Толщина волноводного слоя $H_2$ выбирается из требований оптики и составляет обычно около 1 мкм. В данной задаче ее удобно было




Фиг. 1




Фиг. 3




Фиг. 2

Фиг. 1. *1* – слой $Ga_{0,9}Al_{0,1}As$, толщина $H_2$, *2* – $Ga_{0,15}Al_{0,35}As$, толщина $H_1$, *3* – полупространство из GaAs

Фиг. 2. Зависимость скорости ПАВ (в м/с) от $L=1/k_sH_2$ в плоскости (001): *а* – направление [110]; *б* – [100]. *1* – $H_1=4$, *2* – $H_1=3$, *3* – $H_1=2$, *4* – $H_1=1$, *5* – $H_1=0$, при фиксированном $H_2=1$. Зависимость $q=\Delta v/v\cdot 10^{-4}$ приведена для случая $H_1=4$, $H_2=1$

Фиг. 3. Радиационное затухание (в $dB/\Lambda_s$) утекающих ПАВ при отклонении от направления [110] в градусах: *1* – $\Lambda_s=14$, *2* – $\Lambda_s=3$, *3* – для полупространства из GaAs [5]

принять за единицу измерения длин ($H_2=1$). На фиг. 2 приведены зависимости скоростей первых релеевских мод, распространяющихся в направлениях [110] и [100] плоскости (001), от величины $1/k_sH_2$ ($k_s$ – волновой вектор ПАВ) при фиксированном $H_2=1$ и различных $H_1$. Там же приведена зависимость $\Delta v/v=(v_{нм}-v_м)/v_{нм}$ (для [110]) (где $v_{нм}$, $v_м$ – скорости ПАВ на свободной и металлизированной поверхностях соответственно) от $1/k_sH_2$ при $H_1=4$, $H_2=1$.

Фазовая скорость ПАВ проявляет заметную дисперсию. Как видно из фиг. 2 при необходимости дисперсию можно уменьшить, подобрав состав и толщину промежуточного слоя таким образом, чтобы пологий максимум дисперсионной кривой приходился на интересующий диапазон длин волн.

На фиг. 3 приведена зависимость величины радиационного затухания вытекающих ПАВ при отклонении направления распространения волны от [110]. Кривая *3* впервые была вычислена в [5] для свободной поверхности GaAs. В слоистой структуре вследствие дисперсии это затухание зависит также от длины волны ПАВ $\Lambda_s$. Кривые *1* и *2* представляют затухание вытекающих ПАВ в структуре с $H_1=3$, $H_2=1$ при длинах волн $\Lambda_s=14$ и $\Lambda_s=3$ соответственно. При малых отклонениях от направления [110] кривые *1* и *2* приблизительно следуют кривой *3*, причем на высокой частоте (кривая *2*) затухание в структуре даже несколько меньше, чем в GaAs.

Интересно сравнить радиационное затухание для направления вблизи [110] с общим затуханием, наблюдаемым в этом направлении. Из фиг. 3 следует, что в интервале углов [110] +2° на частотах около 1000 МГц радиационное затухание $\lesssim 3$ дБ/см. Общее затухание, измеренное на частоте 730 МГц лазерным зондом, составило 12 дБ/см. Несколько меньшее затухание (11,5 дБ/см) наблюдалось на частоте 900 МГц в работе [14].

В отличие от фазовой скорости, проявляющей заметную дисперсию (фиг. 2), распределение полей деформаций в области верхнего волноводного слоя, как пока-

зали расчеты, изменяется слабо и в расчетах могут быть положены такими же как в полупространстве из GaAs.

Таким образом, на основании расчетов показаны изменения характеристик ПАВ на плоскости (001) GaAs при наличии на поверхности последнего структуры типа оптического волновода.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Ханспердже р Р.* Интегральная оптика: теория и технология. М.: Мир, 1985.
2. *Loh K. W., Chang W. S. C., Smith R. W., and Grudkowsky T.* Bragg coupling efficiency for guided acoustooptic interaction in GaAs // Appl. Opt. 1976. V. 15. № 1. P. 156–166.
3. *Yamazaki O., Tsai C. S., Umeda M., Yap L. S., Lii C. J., Wasa K., Maerz J.* // Guided-wave acoustooptic interaction in GaAs-ZnO composite structure // Ultra. Symp. 1982. P. 418–421.
4. *Lii C. J., Lee C. C., Yamazaki O., Vap L. S., Wasa K., Merz J., Tsai C. S.* Efficient wideband acoustooptic Bragg difraction in GaAs–GaAlAs wavequide structure // In Tech. Dig., 4th- Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber. Comm. Tokyo. 1983. P. 250–251.
5. *Penunuri D. and Lakin K. M.* Leaky surface wave propagation on Si, GaAs, $Al_2O_3$ and quartz.– 1975 Ultrasonic Symposium Proceedings, p. 478–483.
6. *Deacon J. M., Heighway J.* Acoustic surface wave propagation on gallium arsenide // Electron. Lett. 1972. V. 8. № 1. P. 6–7.
7. *Левин М. Д., Лобанова Г. А., Пащин Н. С., Яковкин И. Б.* Поверхностные волны в арсениде галлия // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 1. С. 68–71.
8. *Ляхов Н. З., Тазиев Р. М.* Улучшенный алгоритм расчета параметров акустических поверхностных волн в анизотропных средах.– Деп. в ВИНИТИ, № 5235–84.
9. *Adachi S.*, GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Mamerial parameters for use in research and device application // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. № 3. P. R.81–R29.
10. *Sapriel T., Michel J. C., Toledano J. C., Vacher R., Kervarec J., Regreny A.* Light scattering from vibrational modes in GaAs–$Ga_{1-x}Al_xAs$ superlattices and related allows // Phys. Rev. (B). 1983. V. 28. № 4. P. 2007–2016.
11. *Ilyich A. A., Kikkarin S. M., Petrov D. V., Tsarev A. V., Yakovkin I. B.* A comparison of acoustooptic interaction in $LiNbO_3$ and GaAlAs waveguides // Opt. Comm. 1985. V. 56. № 3. P. 161–166.
12. *Фарнелл Дж.* // Физическая акустика / Под ред. Мэзона У. Т. 6. М.: Мир, 1973.
13. *Слободник А.* Материалы и их влияние на характеристики устройств // Поверхностные акустические волны /Под ред. Олинера А. А. М.: Мир, 1981.
14. *Melloch M. R., Wagers R. S.* Propagation loss of the acoustic pseudosurface wave on (Z×t) 45° GaAs // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. № 11. P. 1008–1009.



Институт физики полупроводников
Сибирского отделения
Академии наук СССР



Поступило в редакцию
24.III.1986


---


УДК 534.2


# РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ТРЕХМЕРНОМ ВИХРЕ


***Климов В. В., Прозоровский В. Л.***


В настоящее время значительный практический интерес вызывает рассеяние акустических волн на разного рода вихревых структурах атмосферы и океана. В [1, 2] был представлен анализ рассеяния звука на двумерных вихревых структурах и в борновском приближении найдены выражения для амплитуды рассеяния. В очень интересной работе [3] теоретически и экспериментально было рассмотрено рассеяние звука тороидальным вихрем и продемонстрировано хорошее совпадение теории и эксперимента.

В настоящей работе рассматривается рассеяние акустических волн на трехмерной вихревой структуре – вихре Хилла. Вихрь Хилла находится на «противоположном» (по отношению к тороидальным вихрям) краю семейства стационарных вихрей и поэтому анализ рассеяния звука на нем представляет значительный интерес. В отличие от [3] при рассмотрении рассеяния звука на вихре не ограничиваемся борновским приближением, недостатки которого хорошо известны, а учитываем непертурбационные поправки к амплитуде рассеяния. Предложенная методика позволяет также найти корректные выражения для полного сечения рассеяния.

Как хорошо известно [4], линеаризованные уравнения гидродинамики, описывающие рассеяние акустических волн на вихревом течении с характерной скоростью $V_0$ и масштабом $L_0$ имеют вид

$$i\omega \mathbf{v} = (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{v} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{V} + c^2\nabla R,$$
$$i\omega R = (\mathbf{V}\nabla)R + \nabla\mathbf{v}. \qquad (1)$$

В (1) использованы следующие обозначения: $\omega$ – частота звука, $\mathbf{V}$ – после скорости