

06.2;08

©1994

ЗАТУХАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН РЭЛЕЯ НА ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ СО СЛОЕМ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Б.Д.Зайцев, И.Е.Кузнецов, И.С.Нефедов

В последнее время резко повысился интерес к полупроводниковым струкутрам, содержащим тонкие проводящие слои, в частности, слои двумерного электронного газа [1,2]. Наиболее перспективны подобные структуры на основе арсенида галлия, обладающего хорошими полупроводниковыми и акустическими свойствами и являющегося пьезоэлектриком. Это позволяет создавать на единой подложке различные монолитные приборы с широкими функциональными возможностями обработки сигналов, содержащие как полупроводниковые, так и акустические СВЧ элементы. Однако, хотя полупроводниковые свойства таких структур к настоящему времени детально и подробно исследованы, характеристики акустических волн в них, особенно поверхностных, изучены недостаточно полно для того, чтобы оценивать и прогнозировать предельные параметры проектируемых устройств обработки сигналов. Существуют лишь работы, посвященные поверхностным акустическим волнам (ПАВ) в полубесконечном арсениде галлия со свободной и с металлизированной поверхностью [3-7]. Что касается слоев с произвольной проводимостью, то известна только работа [8], посвященная методу оценки затухания ПАВ в указанных структурах на основе приближенной теории. Однако подобный метод расчета применим для простых кристаллографических направлений с известной структурой ПАВ. Для произвольных же направлений распространения в анизотропном кристалле расчет структуры ПАВ может оказаться соизмеримым по сложности со строгим решением полной задачи.

В работе строго решена задача о распространении ПАВ Рэлея в структуре GaAs — проводящий слой с произвольной проводимостью. За основу были взяты стандартные уравнения движения упругой среды, уравнение Пуассона, уравнение непрерывности заряда, материальные уравнения для механического напряжения, электрической индукции и тока проводимости с учетом пьезоэффекта и диффузии носителей заряда [3]. Подложка считалась полубесконечной

и анизотропной, а слой — изотропным и тонким по сравнению с длиной волны. Граничными условиями являлись равенство нулю механических напряжений и нормальной компоненты тока проводимости на свободной поверхности, непрерывность электрического потенциала и скачок нормальной компоненты электрической индукции за счет поверхностного заряда. Таким образом, влияние проводящего слоя учитывалось в пренебрежении его механическими свойствами лишь с помощью последнего граничного условия. Поверхностный заряд определялся по стандартной методике [8] из уравнения непрерывности поверхностного заряда и уравнения для поверхностного тока. В предположении малости амплитуды ПАВ краевая задача сводилась к системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). Решение этой системы искалось в виде суммы собственных векторов матрицы ОДУ, соответствующих уходящим от границы кристалла волнам, а коэффициенты такого разложения находились из граничных условий [9]. В результате были найдены структура, коэффициент электромеханической связи, скорость и затухание ПАВ для различных кристаллографических плоскостей и направлений в арсениде галлия с учетом как объемных, так и поверхностных электронов.

В настоящей работе приведены рассчитанные зависимости затухания ПАВ от поверхностной и объемной проводимости для кристаллографического среза (001) и пьезоактивного направления [110] в GaAs. Результаты расчетов для трех значений частот ПАВ 100, 500 МГц и 1 ГГц приведены на рис. 1. По оси ординат отложено затухание (по амплитуде) на длину волны ПАВ, по оси абсцисс — поверхностная проводимость σ_s . Объемная проводимость σ_v является параметром. Видно, что с ростом поверхностной проводимости затухание растет, достигает максимального значения, а затем падает. Такая зависимость имеет простой физический смысл. При малых σ_s слой ведет себя как диэлектрик, а при больших σ_s — как идеальный проводник. В обоих случаях такие слои не вносят затухания. Максимальное значение соответствует $\sigma_s = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$ и практически не зависит от объемной проводимости и частоты. С ростом объемной концентрации зависимости спрямляются и при $\sigma_v > 2 \cdot 10^{-2} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ влиянием поверхностной проводимости можно пренебречь. На рис. 1 приведена также зависимость, рассчитанная в соответствии с приближенной методикой [8] для $\sigma_v \approx 0$. Видно, что местонахождение оптимума поглощения совпало со строгим расчетом, однако, значение затухания оказалось завышенным примерно в 2.5 раза во всей области изменения σ_s . Видно также, что

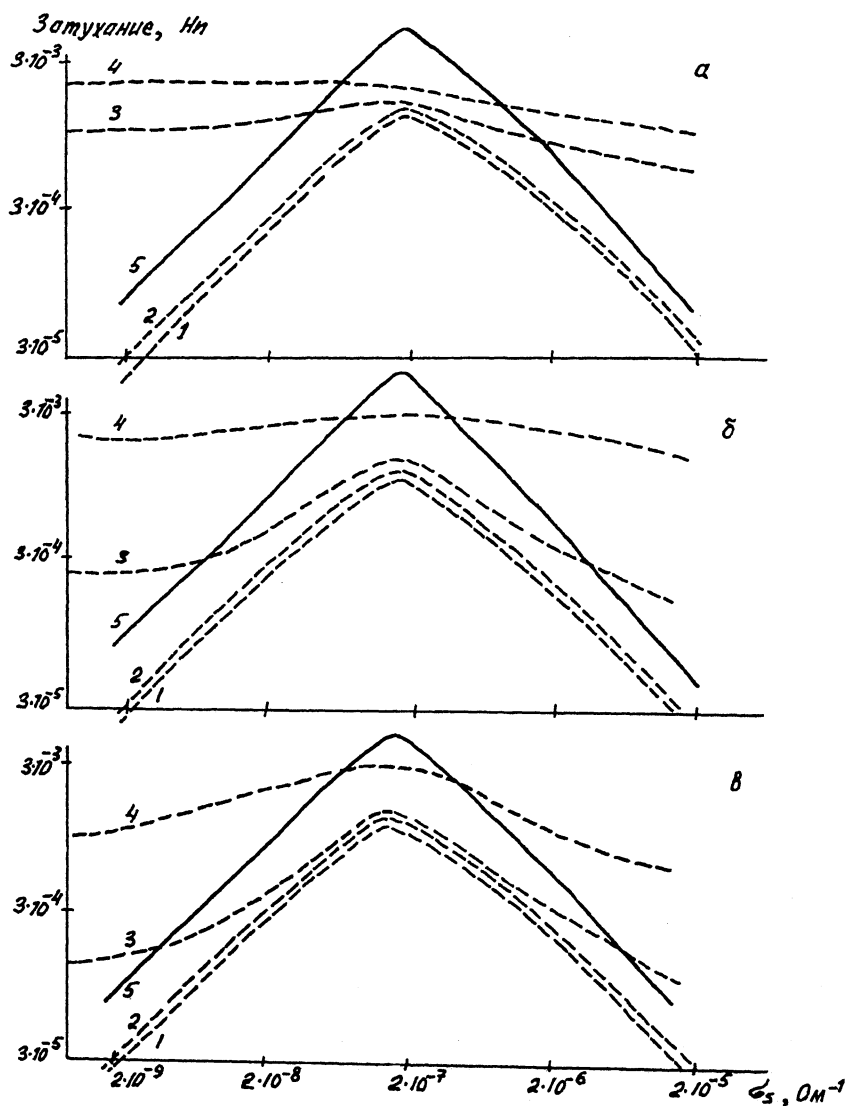


Рис. 1. Зависимость затухания на длину волны от поверхностной проводимости при различных значениях объемной проводимости и частоты ПАВ (кривые 5 рассчитаны по методике [8]).

а — $f = 10^8$ Гц, б — $f = 5 \cdot 10^8$ Гц, в — $f = 10^9$ Гц. 1, 5 — $\sigma_v = 2 \cdot 10^{-10} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$, 2 — $\sigma_v = 2 \cdot 10^{-5} \text{Ом} \cdot \text{м}^{-1}$, 3 — $\sigma_v = 2 \cdot 10^{-3} \text{Ом} \cdot \text{м}^{-1}$, 4 — $\sigma_v = 2 \cdot 10^{-2} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$.

качественное соответствие зависимостей сохраняется при $\sigma_v < 2 \cdot 10^{-5} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$.

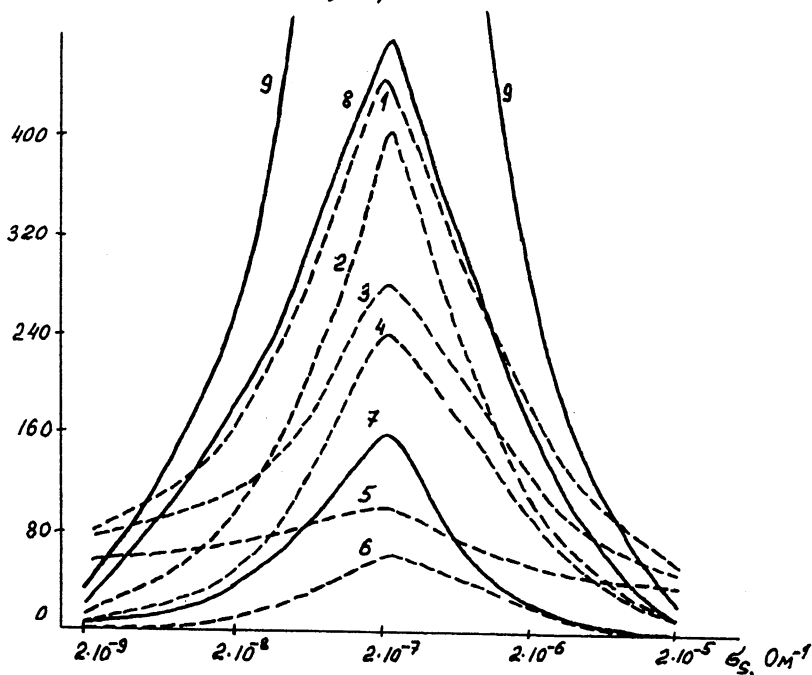


Рис. 2. Зависимость удельного коэффициента затухания от поверхностной проводимости при различных значениях объемной проводимости и частоты ПАВ (кривые 7, 8, 9 рассчитаны по методике [8]).

1, 2, 9 — $f = 10^8$ Гц; 3, 4, 8 — $f = 5 \cdot 10^8$ Гц; 5-7 — $f = 10^9$ Гц.
 1, 3, 5 — $\sigma_v = 2 \cdot 10^{-3} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$; 2, 4, 5-9 — $\sigma_v = 2 \cdot 10^{-10} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента затухания от поверхностной проводимости при различных значениях частоты и объемной проводимости. Здесь же приведены результаты расчета, полученные по методике [8]. Видно качественное соответствие зависимостей при $\sigma_v < 2 \times 10^{-5} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ для всех значений частот и завышение в 2.5 раза во всей области σ_s . Кроме того, из рис. 2 следует, что при $\sigma_v > 2 \cdot 10^{-3} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ сохраняется частотная зависимость затухания. Это противоречит выводу, сделанному в работе [8], согласно которому учет объемных электронов приводит к исчезновению частотной зависимости.

Оценено также влияние диффузии на затухание ПАВ. Оказалось, что учет диффузии практически не сказывается на полученных зависимостях во всем диапазоне изменения

σ_v и σ_s . Это связано с тем, что частота ПАВ много меньше диффузионной частоты ($\approx 2 \cdot 10^{11}$ Гц).

В заключение авторы выражают искреннюю признательность В.В.Попову за ценные консультации при обсуждении результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-15480).

Список литературы

- [1] *Wixforth A., Kotthaus J.P., Weimann G.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 19. P. 2104-2106.
- [2] *Schenstrom A., Qian Y.J., Xu M.F., Baum H.P., Levy M., Sarma B.K.* // Solid State Commun. 1988. V. 65. N 7. P. 739-742.
- [3] *Викторов И.А.* // ДАН СССР. 1969. Т. 187. В. 2. С. 294-297.
- [4] *Акустические кристаллы* / Под ред. М.П.Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [5] *Мишкинис Р.А., Рутковский П.Ф.* // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2236-2238.
- [6] *Мишкинис Р.А., Рутковский П.Ф., Федорец В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 8. С. 469-473.
- [7] *Bright V.M., Kim Y., Hunt W.D.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. N 2. P. 597-605.
- [8] *Чаплик А.В.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 22. С. 1385-1387.
- [9] *Mrozaviski M., Mazur J.* // IEEE Trans. MTT. 1986. V. MTT-34. N 4. P. 388-395.

Саратовский филиал
Института радиотехники
и электроники

Поступило в Редакцию
29 декабря 1993 г.