

06.2;09;11

©1995

**ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ
ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ
ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ
НА УСИЛЕНИЕ ВОЛН
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА
В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ
АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ И ФОСФИДА ИНДИЯ**

А. И. Михайлов

Устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в тонкопленочных полупроводниковых структурах (ТПС) с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), обусловленной междолинными электронными переходами в полупроводниках типа n -GaAs и n -InP, представляют большой практический интерес благодаря широким функциональным возможностям [1,2], которые аналогичны функциональным возможностям акустоэлектронных устройств, но одновременно превосходят последние по рабочим частотам более чем на порядок. В связи с этим особый интерес представляет определение предельных рабочих частот устройств на ВПЗ в ТПС с ОДП и конкретно — определение граничной частоты f_c , до которой возможно усиление ВПЗ.

Волновые процессы в ТПС с ОДП на основе n -GaAs теоретически анализировались в ряде работ и наиболее подробно в монографии [3]. В работах [3-5] определена f_c . Однако сделано это в пренебрежении частотной зависимостью дифференциальной подвижности (а значит, и ОДП) электронов, которая для n -GaAs начинает заметно проявляться на частотах выше 15–20 ГГц [6].

В дополнение к сказанному отметим, что все известные теоретические работы по ВПЗ в ТПС с ОДП и экспериментальные работы по устройствам на них выполнены только для одного полупроводника — арсенида галлия. Конкретные данные по оценке перспектив использования другого известного полупроводника — фосфида индия — для создания устройств на ВПЗ в ТПС с ОДП в литературе практически отсутствуют.

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования влияния частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов на коэффициент усиления

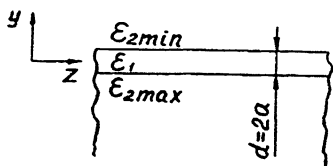


Рис. 1. Схематическое изображение ТПС: полупроводниковая пленка с толщиной $d = 2a$ и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 ; полуизолирующая подложка из того же полупроводника, что и пленка ($\epsilon_{2\max} = \epsilon_1$); воздух ($\epsilon_{2\min} = 1$).

ВПЗ в ТПС с ОДП, исследуется влияние толщины и уровня легирования пленки на f_c . Конкретные численные расчеты проведены для двух полупроводников: арсенида галлия и фосфида индия.

Предположим, что ТПС имеет вид, изображенный схематически на рис. 1. Полупроводниковая пленка с толщиной $d = 2a$ и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , эпитаксиально выращенная на полуизолирующей подложке из того же полупроводникового материала ($\epsilon_{2\max} = \epsilon_1$), сверху граничит с воздухом ($\epsilon_{2\min} = 1$).

Выберем систему координат так, как показано на рис. 1. Ось y перпендикулярна, а ось z параллельна плоскости пленки и делит ее по толщине пополам. Предположим, что в пленке n -GaAs создано сильное постоянное электрическое поле, параллельное плоскости пленки и оси z , напряженность которого E_0 соответствует участку ОДП на зависимости дрейфовой скорости электронов V_0 от E_0 . В таких условиях в пленке полупроводника с ОДП могут быть возбуждены и будут распространяться в направлении дрейфа электронов с усилением или затуханием квазистатические волны пространственного заряда (волны электронной плотности).

Для модели жесткой границы потока электронов, совпадающей с реальной физической границей пленки, в [3] получено дисперсионное уравнение, которое в пренебрежении диффузией электронов (коэффициент диффузии $D = 0$) имеет вид

$$\frac{\alpha^{(0)} - \beta_M}{\alpha^{(0)}} = \frac{\epsilon_{2\max}}{\epsilon_1} \frac{\beta_e}{\zeta} \operatorname{ctg} 2\zeta a. \quad (1)$$

При получении (1) волновой множитель брался в виде $e^{i2\pi ft + i\zeta y - \gamma z}$, где f — частота, а $\gamma = \alpha + i\beta$ — продольная постоянная распространения, являющаяся комплексной величиной. В формуле (1) использовано буквенное обозначение

ние $\gamma^{(0)} = \alpha^{(0)} + i\beta^0$, а верхний индекс 0 в круглых скобках здесь и далее означает нулевое приближение для соответствующей величины, т. е. значение этой величины при $D = 0$. Другие обозначения в (1) имеют следующий смысл: $\beta_e = \beta^0 = 2\pi f/V_0$ — фазовая постоянная (продольная), которая определяется частотой f и скоростью дрейфа электронов в постоянном поле, одновременно являющаяся фазовой скоростью ВПЗ; $\zeta \approx \beta_e \sqrt{(\alpha^{(0)} - \kappa\beta_M)/(\beta_M - \alpha^{(0)})}$ — поперечное (по оси y) волновое число; $\beta_M = \omega_M/V_0$; $\omega_M = e n_0 \mu_e / (\epsilon_1 \epsilon_0)$ — максвелловская частота; e — модуль заряда электрона; n_0 — равновесная концентрация электронов в пленке полупроводника; ϵ_0 — электрическая постоянная; $\mu_e = V_0/E_0$, $\kappa = \mu_d/\mu_e$; μ_d — дифференциальная подвижность электронов, которая в общем случае является функцией E_0 и f . В большинстве теоретических работ, посвященных исследованиям распространения ВПЗ в ТПС с ОДП, зависимость μ_d от f не учитывается (см. [3,4]). Это предположение может считаться оправданным до частоты 20 ГГц для n -GaAs [6] и 40 ГГц для n -InP [7]. На более высоких частотах учет зависимости μ_d от f является принципиально необходимым и особенно, если речь идет об определении граничной частоты f_c усиления ВПЗ.

Введя обозначения $X^{(0)} = \alpha^{(0)}/\beta_M$ и $b = \beta_e a$ и имея в виду, что $\epsilon_{2 \max} = \epsilon_1$, преобразуем (1) к виду

$$\frac{X^{(0)}}{X^{(0)} - 1} - \sqrt{\frac{X^{(0)} - \kappa}{1 - X^{(0)}}} \cdot \operatorname{tg} \left[2b \sqrt{\frac{X^{(0)} - \kappa}{1 - X^{(0)}}} \right] = 0. \quad (2)$$

Решение (2) может быть найдено численными методами. В силу многозначности тригонометрической функции тангенса решений у уравнения (2) бесконечно много, что является свидетельством многомодового характера ВПЗ в ТПС с ОДП. В общем случае в зависимости от величин $X^{(0)}$ и κ , определяющих знак подкоренного выражения в аргументе тангенса, в пленке полупроводника возможно существование как тригонометрических, так и гиперболических мод. Однако в [3] показано, что при $\kappa < 0$ (а именно этот случай наиболее интересен) в ТПС с ОДП будут существовать только тригонометрические моды, среди которых будут как нарастающие (усиливающиеся), так и затухающие. Очевидно, что при $\kappa < 0$ существование тригонометрических мод возможно при $\kappa < X^{(0)} < 1$. Поскольку в частотной полосе усиления ВПЗ ($X^{(0)} < 0$) первый член левой части

уравнения (2) $X^{(0)}/(X^{(0)} - 1)$ всегда положителен, то

$$\operatorname{tg} \left[2b \sqrt{\frac{X^{(0)} - \kappa}{1 - X^{(0)}}} \right] > 0. \quad (3)$$

Дальнейшее рассмотрение ограничим только основной модой, которая имеет место при аргументе функции тангенса в пределах от 0 до $\pi/2$. Последнее обстоятельство в совокупности с неравенством (3) позволяет определить начальный интервал поиска решения уравнения (2):

$$\kappa < X^{(0)} < \frac{\kappa + \pi^2/(4b)^2}{1 + \pi^2/(4b)^2}. \quad (4)$$

Таким образом, численное решение уравнения (2), например, методом половинного деления позволяет определить $X^{(0)}$. Учет диффузии ($D \neq 0$) в первом приближении дает поправку к решению, которое для жесткой границы потока электронов в пленке полупроводника может быть записано в виде [3]

$$X^{(1)} = X^{(0)} + \frac{\beta_e^2}{\beta_M \beta_D}, \quad (5)$$

где $X^{(1)} = \alpha^{(1)}/\beta_M$, а $\beta_D = V_0/D$.

Конкретные численные расчеты были проведены для n -GaAs и n -InP. В расчетах использовались данные по частотной зависимости дифференциальной подвижности электронов, рассчитанной методом Монте-Карло для n -GaAs поле $E_0 = 5.5$ кВ/см в работе [6], а для n -InP в поле $E_0 = 15$ кВ/см в [7]. Другие данные, использованные в расчетах, сведены в таблицу. Поскольку в численных значениях ε_1 , V_0 и D по разным литературным данным существует некоторый разброс (см., например, [7-12]), то в таблице отдельно выделены варианты сочетания этих параметров, обеспечивающие самые высокие (римская цифра I) и самые низкие (II) значения граничной частоты усиления ВПЗ f_c .

Полупроводник	Вариант	ε_1	$V_0, 10^7$ см/с	$D, \text{см}^2/\text{с}$
n -GaAs ($E_0 = 5.5$ кВ/см)	I	12.9	1.7	200
	II	13.1	1.5	400
n -InP ($E_0 = 15$ кВ/см)	I	12.35	2.3	50
	II	12.35	2.0	100

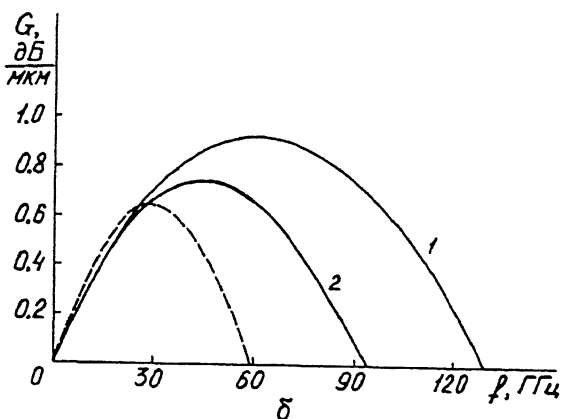
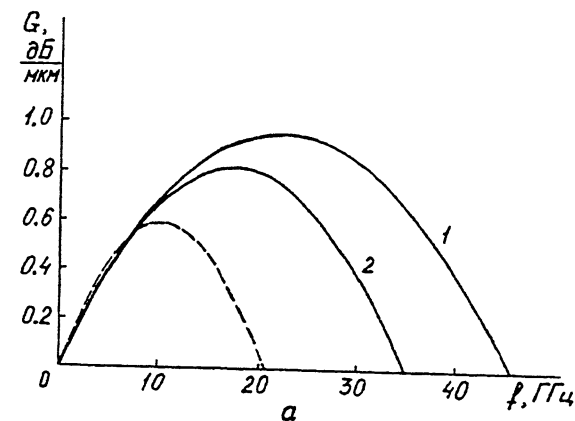


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления G от частоты f для ТПС на основе n -GaAs (а) и n -InP (б): варианты сочетания параметров I (кривые 1 и 2) и II (пунктирные кривые). Кривые 1 получены для $\mu_d = \text{const}$, а кривые 2 и пунктирные — с учетом зависимости μ_d от f .

Произведение $n_0 d$ и для n -GaAs, и для n -InP во всех вариантах расчетов было одинаковым и равным $2 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, что обеспечивало электрическую устойчивость ТПС (предотвращение образования бегущих доменов сильного поля).

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента усиления ВПЗ (в дБ/мкм)

$$G = 8.686 \cdot 10^{-6} / \alpha^{(1)} /$$

от частоты f для пленки полупроводника с равновесной концентрацией электронов $n_0 = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и толщиной

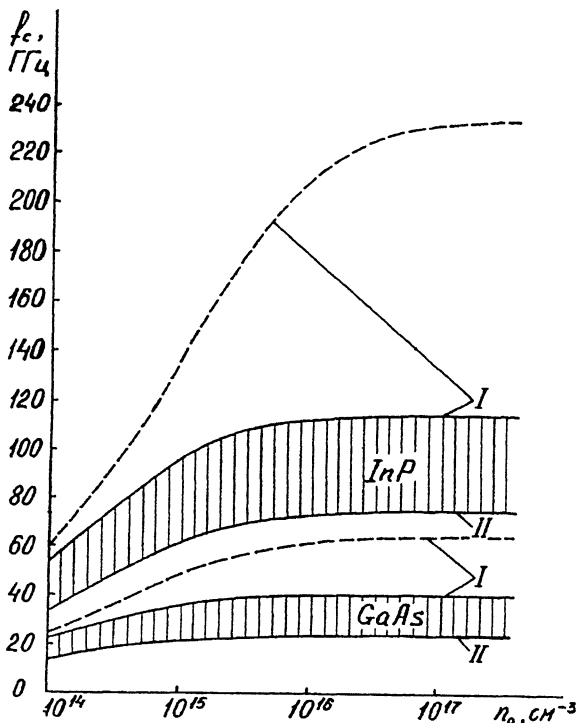


Рис. 3. Зависимость граничной частоты f_c от концентрации электронов n_0 в полупроводниковой пленке для n -GaAs и n -InP. I и II — варианты сочетания параметров в соответствии с таблицей. Сплошные кривые получены с учетом зависимости μ_d от f . Пунктирные кривые получены для варианта I и $\mu_d = \text{const}$.

$d = 0.25$ мкм. Как видно (кривые 1 и 2), учет частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов для выбранных значений n_0 и d приводит к снижению f_c примерно на 30%, а также к значительному уменьшению коэффициента усиления в области частот, расположенных выше точки максимума зависимости G от f . Пунктирные кривые получены для вариантов данных II. Значения f_c , полученные для вариантов I и II и для n -GaAs и n -InP различаются более чем в 2 раза.

На рис. 3 показаны зависимости f_c от n_0 , рассчитанные для $n_0 d = 2 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Промежутки между кривыми, соответствующими вариантам I и II, для каждого из полупроводников заштрихованы. На этом же рисунке приведены пунктирные кривые, полученные для варианта I в пренебрежении частотной зависимостью μ_d . Приведенные результаты и для n -GaAs, и для n -InP свидетельствуют о том, что при увеличении n_0 примерно до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ значение f_c

растет, а при больших n_0 зависимости f_c от n_0 практически насыщаются, достигая в вариантах I уровня 40 ГГц для n -GaAs и 115 ГГц для n -InP. Причиной роста f_c в области малых n_0 является увеличение ω_M , а причиной следующего за этим насыщения — усиливающееся с ростом частоты влияние диффузии. Отметим, что более точные теоретические модели, учитывающие, например, возможное уменьшение V_0 и $|\mu_d|$ в области концентраций выше 10^{16} см⁻³, вместо насыщения могут давать падающий участок на зависимости f_c от n_0 . Из этого следует, что для создания устройств на ВПЗ в ТПС с ОДП на частоты, близкие к f_c , надо применять структуры с концентрацией электронов в рабочем слое $n_0 = (2-5) \cdot 10^{15}$ см⁻³, что на порядок превышает значения n_0 , используемые в таких устройствах на практике.

Сравнение сплошных и пунктирных кривых рис. 3, полученных с учетом и без учета частотной дисперсии μ_d , показывает, что влияние зависимости μ_d от f на величину f_c с ростом n_0 усиливается. Для концентраций n_0 , больших $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, учет зависимости μ_d от f приводит к уменьшению f_c более чем в полтора раза для n -GaAs и примерно в два раза для n -InP.

Список литературы

- [1] Барыбин А.А. и др. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. В. 1. С. 3-19.
- [2] Иванченко В.А., Михайлов А.И. // Сб. тезисов докл. Всесоюз. совещания "Электроника: преобразователи информации". М.-Н.Новгород, 1991. С. 12-14.
- [3] Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.
- [4] Кумабе К., Кояма Д. // Дэнси цусин гаккай ромбунси. 1974. Т. 57. № 6. С. 179-186.
- [5] Kumabe K., Kanbe H. // Int. J. Electronics, 1985. V. 58. N 4. P. 587-611.
- [6] Ress H.D. // Solid State Com. 1969. V. 7. N 2. P. 267-269.
- [7] Стариков Е., Шикторов П. // Лит. физ. сб. 1992. Т. 32. № 4. С. 471-519.
- [8] Прохоров Э.Д., Белецкий Н.И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. Харьков: Вища шк. 1982. 135 с.
- [9] Диффузия горячих электронов / В. Барейкис, А. Матуленис, Ю. Пожела и др. Под ред. Ю. Пожелы. Вильнюс: Мокслас, 1981. 212 с.
- [10] Brennan K., Hess K. // Sol. St. El. 1984. V. 27. N 4. P. 347-357.
- [11] Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х кн. Кн. 2. Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1984. 456 с.
- [12] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия / Пер. с англ. М.: Мир, 1991. 632 с.

Саратовский
государственный
университет
им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию
15 июня 1995 г.