

С.А. Сергеев, А.И. Михайлов, О.С. Сенатов, Б.В. Сергеева
ФГБОУ ВПО Саратовский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского

Влияние диффузии и дисперсии дифференциальной подвижности электронов на характеристики распространения волн пространственного заряда в структурах на основе $n\text{-InN}$

В статье проведено теоретическое исследование характеристик распространения волн пространственного заряда в полупроводниковых структурах на основе $n\text{-InN}$.

Ключевые слова: функциональная электроника, нитриды, отрицательная дифференциальная проводимость, волна пространственного заряда

Функциональная электроника представляет собой перспективную область современной интегральной электроники, в которой изучается возникновение и взаимодействие динамических неоднородностей в континуальных средах в совокупности с физическими полями, а также создаются приборы и устройства на основе динамических неоднородностей для целей обработки и хранения информации [1-3].

Перспективным классом функциональных микроэлектронных устройств СВЧ диапазона являются устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью, обусловленной междолинными электронными переходами в сильных электрических полях. Эти устройства могут выполнять в СВЧ диапазоне такие радиотехнические функции как усиление, преобразование, генерация, задержка и изменение фазы сигналов и др. [1-6].

Проведенный сравнительный анализ основных свойств соединений A_3B_5 [7,8] показал, что ожидаемые рабочие частоты устройств на ВПЗ на основе InN могут быть выше, чем у GaAs . По таким параметрам как коэффициент диффузии, дрейфовая скорость насыщения электронов, диэлектрическая проницаемость и теплопроводность InN имеет очевидное превосходство над традиционным в этом применении GaAs . В работах [9-11] показано, что фазовая скорость ВПЗ в $n\text{-GaAs}$, $n\text{-InP}$ и $n\text{-GaN}$ может отличаться от дрейфовой скорости электронов.

В настоящей работе проведено исследование распространения ВПЗ в полупроводниковых структурах на основе $n\text{-InN}$.

Рассмотрим уравнения, описывающие динамику электронов в полупроводнике. Выберем положительное направление постоянных и переменных составляющих скорости электронов, электрического поля и плотности тока так, как показано на рис. 1 [12].

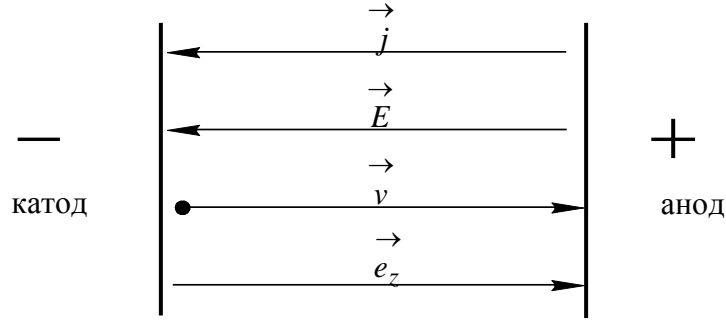


Рис. 1

\vec{e}_z – единичный орт оси z . Используя известную одномерную модель [13] рассмотрим систему исходных уравнений, которая состоит из уравнений непрерывности (1), Пуассона (2) и выражения для плотности полного тока (3) с учетом диффузионной составляющей и тока смещения (где $j = qnv - qD \frac{\partial n}{\partial z}$)

$$\frac{\partial j}{\partial z} = -q \frac{\partial n}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (n - n_0); \quad (2)$$

$$j_{\Pi} = j + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (3)$$

Будем считать, что скаляры j, j_{Π}, v, E в (1-3) есть z -компоненты векторов $\vec{j}, \vec{j}_{\Pi}, v, E$; q, n, v, D – модуль заряда, концентрация, дрейфовая скорость и коэффициент диффузии электронов; ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; n_0 – равновесная концентрация электронов; E – напряженность электрического поля; ϵ_0 – электрическая постоянная; z, t – координата и время.

Предположим, что $n = n_0 + n_1, n_1 \ll n_0$; $v = v_0 + v_1, v_1 \ll v_0$; $E = E_0 + E_1, E_1 \ll E_0$;

$$j = j_0 + j_1, j_1 \ll j_0; \quad j_{\Pi} = j_{\Pi 0} + j_{\Pi 1}, j_{\Pi 1} \ll j_{\Pi 0}; \quad j_0 = qn_0 v_0; \quad D = const. \quad (4)$$

Тогда, с учетом (4) и в пренебрежении членами второго порядка малости (типа $n_1 v_1$), уравнения (1) - (3) перепишутся в следующем виде (где $j_1 = qn_1 v_0 + qn_0 v_1 - qD \frac{\partial n_1}{\partial z}$):

$$\frac{\partial j_1}{\partial z} = -q \frac{\partial n_1}{\partial t}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{qn_1}{\epsilon \epsilon_0}; \quad (6)$$

$$j_{\Pi 1} = j_1 + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_1}{\partial t}, \quad (7)$$

Полагая, $E_1 \sim e^{i\omega t - \gamma z}$ и обозначив $\omega_M = \frac{qn_0 \mu_e}{\epsilon \epsilon_0}$, где $\mu_e = \frac{v_0}{E_0}$, $\kappa = \frac{\mu_d}{\mu_0}$, $\mu_d = \frac{dv}{dE}$, из

уравнений (5) - (7) можно получить дисперсионное уравнение для постоянной распространения ВПЗ $\gamma = \alpha + i\beta$ (ω – циклическая частота ВПЗ):

$$\gamma^2 - i \frac{v_0}{D} \gamma + \left(\kappa \frac{\omega_M}{D} + i \frac{\omega}{D} \right) = 0. \quad (8)$$

Из (8) получим выражения для постоянной распространения:

$$\gamma_1 = \frac{v_0}{2\omega_M L_D^2} \left[\sqrt{1 + 4 \left(\frac{L_D \omega_M}{v_0} \right)^2 \left(\kappa + i \frac{\omega}{\omega_M} \right)} - 1 \right], \quad (9)$$

$$\gamma_2 = -\frac{v_0}{2\omega_M L_D^2} \left[\sqrt{1 + 4 \left(\frac{L_D \omega_M}{v_0} \right)^2 \left(\kappa + i \frac{\omega}{\omega_M} \right)} + 1 \right], \quad (10)$$

где $L_D = \sqrt{D/\omega_M}$ – дебаевская длина экранирования.

Постоянная распространения γ_1 соответствует прямой волне, распространяющейся в направлении дрейфа электронов, а γ_2 – обратной. Все приводимые ниже результаты и рассуждения будут относиться только к прямой волне, так как обратная волна является быстро затухающей и не представляет практического интереса.

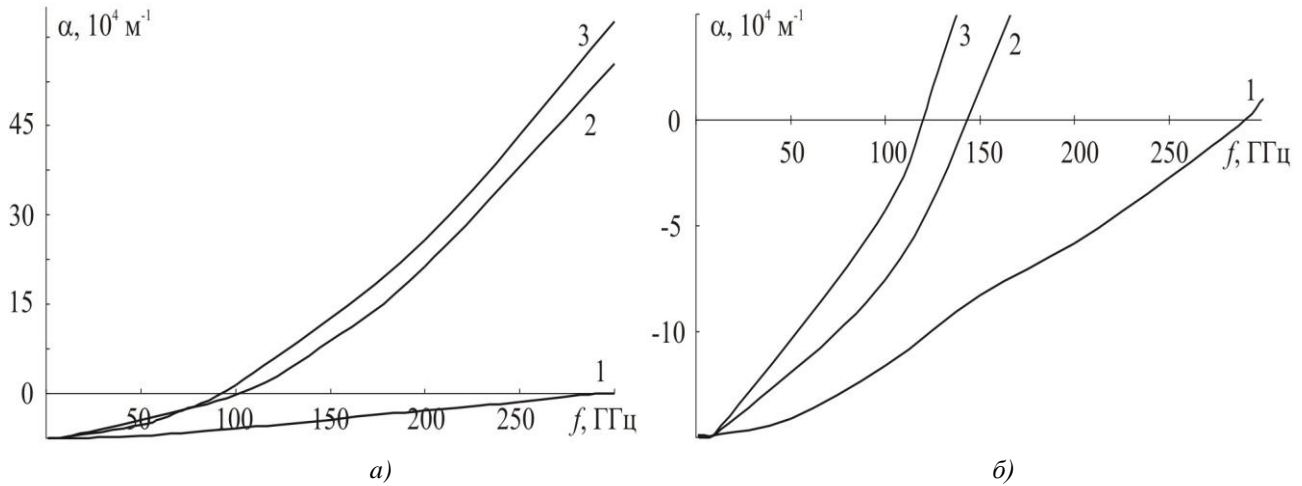


Рис. 2

Был проведен численный расчет γ_1 для нитрида индия. В расчетах использовались численные значения параметров и величин, характерных для $n\text{-InN}$: относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 14$; для электрического поля напряженностью $E_0 = 90$ кВ/см: дрейфовая скорость электронов $v_0 = 3 \cdot 10^7$ см/с, коэффициент диффузии электронов $D = 50$ см²/с [14-17]. Данные по частотной зависимости дифференциальной подвижности электронов μ_d для $n\text{-InN}$ в поле $E_0 = 90$ кВ/см были взяты из работы [18].

На рис. 2 приведены зависимости действительной α , а на рис. 3а мнимой β компонент постоянной распространения γ_1 от частоты. Рисунок 2а соответствует структуре с равновесной концентрацией электронов $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, 2б и 3а – с $n_0 = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Кривые с номером 1 получены с учетом только дисперсии действительной части дифференциальной подвижности электронов, с номером 2 – при учете только диффузии электронов, с номером 3 – при учете дисперсии действительной части дифференциальной подвижности электронов и диффузии электронов. Как видно из приведенных зависимостей, учет дисперсии

действительной части дифференциальной подвижности электронов приводит к ограничению области усиления ВПЗ до 290 ГГц. Учет диффузии также приводит к ограничению области усиливаемых ВПЗ, причем, с ростом концентрации n_0 растет и граничная частота f_c (с 46 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до 143 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

Как видно из приведенных зависимостей, учет дисперсии действительной части дифференциальной подвижности электронов приводит к значительному снижению f_c (от 2,2 % при $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до 16,1 % при $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Было выяснено, что граничная частота f_c у $n\text{-InN}$ выше, чем у GaN (42 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и 125 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), значительно выше, чем у GaAs (30 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и 73 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и практически совпадает с $f_c \text{ InP}$ (45,2 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и 143 ГГц при $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Поэтому исследования распространения ВПЗ необходимо проводить с учетом диффузии и дисперсии дифференциальной подвижности электронов. Влияние диффузии на мнимую компоненту постоянной распространения β не такое значительное, однако, оно имеется и с увеличением n_0 становится более заметным.

Фазовую скорость ВПЗ при известной γ можно найти по формуле $v_{ph} = \omega/\beta$.

На рисунке 3б представлены зависимости фазовой скорости ВПЗ v_{ph} от частоты $f = \omega/2\pi$. Параметром в расчетах была концентрация электронов в полупроводнике $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (кривая с номером 4), $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (3) и 10^{15} см^{-3} (2,1). На рисунке для сравнения приведена зависимость v_{ph} от f для $D = 100 \text{ см}^2/\text{с}$ и $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (кривая 5). Все приведенные на рисунке зависимости получены с учетом частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов. Исключение составляет кривая 1, рассчитанная для тех же параметров, что и кривая 2, но для $\mu_d = \text{const} = -0,0343 \text{ м}^2/\text{Вс}$. Горизонтальная пунктирная прямая отмечает значения скорости $v_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$.

Из приведенных на рисунке зависимостей видно, что фазовая скорость ВПЗ может отличаться от дрейфовой скорости электронов. При этом на частотах ниже граничной частоты усиливаемых ВПЗ [19] f_c фазовая скорость ВПЗ v_{ph} меньше, чем дрейфовая скорость электронов v_0 , а для частот $f > f_c$ фазовая скорость становится больше v_0 . Анализ показывает, что отличие фазовой скорости ВПЗ от v_0 непосредственно связано с влиянием диффузии: диффузия замедляет нарастающие ВПЗ и ускоряет затухающие. Различие v_{ph} и v_0 возрастает с ростом концентрации электронов n_0 и, в частности, для частот, меньших f_c , может достигать 1 % для $n\text{-InN}$ при $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для частот больших f_c это различие может быть более значительным.

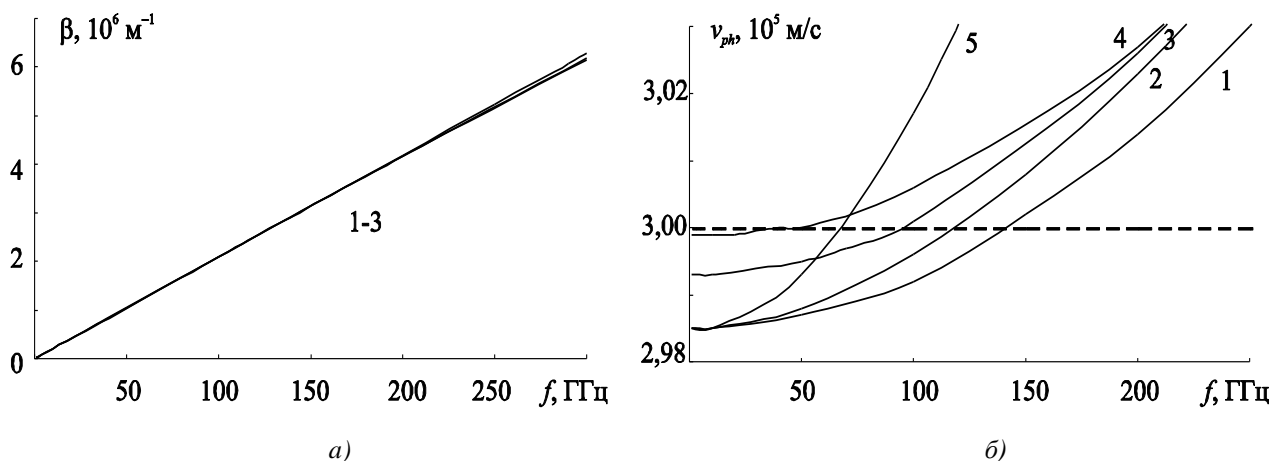


Рис. 3

Отметим также, что различие между v_{ph} и v_0 становится еще более существенным при увеличении D (кривые с номером 3 и 5) и при учете частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов (кривые с номером 1 и 2).

Таким образом, в данной работе было выяснено, что граничная частота усиливаемых ВПЗ в InN значительно выше, чем у $GaAs$, и InN , следовательно, является перспективным материалом для использования в устройствах на ВПЗ. Фазовая скорость ВПЗ в InN отличается от дрейфовой скорости электронов незначительно. Тем не менее, это отличие необходимо учитывать при определении геометрических размеров элементов связи, служащих для преобразования электромагнитных сигналов в ВПЗ и обратно. Это становится особенно важным при разработке функциональных устройств на ВПЗ для коротковолновой части СВЧ диапазона, предназначенных для работы в режиме преобразования частоты и требующих создания частотно-избирательных элементов связи.

Библиографический список

1. Шука А.А. Функциональная электроника // Успехи современной радиоэлектроники. – 2004. – № 5-6. – С. 149-168.
2. Перспективы интегральной электроники СВЧ / А.А. Барыбин, И.Б. Вендик, О.Г. Вендик и др. // Микроэлектроника. – 1979. – Т. 8. – Вып. 1. – С. 3-19.
3. Соляник С.П., Небогатых В.Е., Потапов А.С. Перспективные направления функциональной микроэлектроники: учеб. пособие. – Владивосток: Изд. ДВГТУ, 2009. – 103 с.
4. Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. – М.: Наука, 1986. – 288 с.
5. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Горячев А.А. Интегрированный преобразователь частоты миллиметрового диапазона длин волн на волнах пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2000. – Т. 43. – № 2. – С. 16-24.
6. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Граничная частота усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах на основе n-GaAs, n-InP и n-GaN // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – Т. 13. – № 1. – С. 33-37.
7. Сергеев С.А., Михайлов А.И., Сергеева Б.В. Возможности использования тонкопленочных структур на основе соединений A_3B_5 в устройствах на волнах пространственного заряда / Научное творчество XXI века: материалы IV Всеросс. науч.- практич. конф. с международ. участием. – Красноярск, 2011. – Вып. 2. – С. 125-127.
8. Сергеев С.А., Михайлов А.И., Сергеева Б.В. Сравнительный анализ свойств полупроводниковых материалов для функциональных устройств на волнах пространственного заряда / Физика и технические приложения волновых процессов: материалы X Междунар. науч.- техн. конф. – Самара: ООО «Книга», 2011. – С. 130-131.
9. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Фазовая скорость волн пространственного заряда в полупроводниках с

отрицательной дифференциальной проводимостью // Вопросы прикладной физики. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998. – Вып. 4. – С. 75-76.

10. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Фазовая скорость волн пространственного заряда в полупроводниковых структурах на основе n-GaAs, n-InP и n-GaN // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2009. – Вып. 16. – С. 38-39.

11. Сергеев С.А., Михайлов А.И., Сергеева Б.В. Фазовая скорость волн пространственного заряда в полупроводниковых структурах на основе n-InP / Физика и технические приложения волновых процессов: материалы докл. VIII Междунар. науч.-техн. конф.: Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». – СПб.: Политехника, 2009. – С. 132-133.

12. Михайлов А.И., Митин А.В. Система уравнений локально-полевой модели динамики зарядов и тока в длинных высокоомных образцах n-GaAs // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. – Саратов: Изд-во СГУ, 2006. – Вып. 13. – С. 74-78.

13. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Пер. с англ. М.Е. Левинштейна, М.С. Шура; Под ред. Б.Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 382 с.

14. Monte-Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries / M. Farahmand, C. Garetto, E. Bellotti etc. // IEEE Transaction on Electron Devices. – 2001. – Vol. 48. – № 3. – pp. 535-542.

15. Wu J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives // J. of Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106. – pp. 011101 (1-28).

16. Monte Carlo calculations of hot-electron transport and diffusion noise in GaN and InN / E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis etc. // Semicond. Sci. Technol. – 2005. – Vol. 20. – pp. 279-285.

17. Electron transport in wurtzite indium nitride // S.K. O’Leary, B.E. Foutz, M.S. Shur etc. // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 83. – № 2. – pp. 826-829.

18. Monte Carlo calculations of static and dynamic electron transport in nitrides // E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis etc. // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98. – pp. 083701(1-7).

19. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Влияние концентрации электронов в пленке арсенида галлия на граничную частоту усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25. – Вып. 4. – С. 85-90.