

ВЛИЯНИЕ СТРИКЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.И. Лапшин

Международный Соломонов университет (Харьков)

Украина

Поступила в редакцию 26.05.2009

Рассмотрено влияние стрикционной нелинейности на плазмон-поляризонные поверхностные волны на границе полупроводник-металл при наличии в неоднородном переходном слое в полупроводнике области верхнего гибридного резонанса. Нелинейное изменение плотности электронов за счет стрикционной нелинейности приводит к формированию мелкомасштабной нелинейной волны.

В микроэлектронике и радиотехнике часто используются слоистые структуры полупроводник-металл [1 – 3]. Для их изучения применяют плазмон-поляризонные поверхностные (ППП) моды в полупроводниках [4 – 5]. При создании таких структур за счет ионной имплантации, поверхностной диффузии и других эффектов переходной слой может быть неоднородным [6 – 8]. Отметим, что неоднородный переходной слой с заданными параметрами может формироваться искусственно. Наличие резонансов в таких слоях расширяет спектр PPP-волн [7, 9]. В областях резонансов даже слабые нелинейные эффекты могут приводить к существенному их влиянию на эти моды [9 – 12].

В настоящей работе изучено влияние стрикционной нелинейности на PPP-волны, распространяющиеся в неоднородном переходном слое полупроводник-металл при наличии в нем точки локального верхнего гибридного резонанса.

Рассмотрим полупроводник n -типа, расположенный в области $x > 0$ и граничащий с металлом ($x < 0$). Полагаем, что слой $0 < x < a$ является неоднородным и в нем имеется точка $x = x_0$, в которой частота волны равна частоте верхнего гибридного резонанса

$$\omega = \omega_H(x_0) = \sqrt{\omega_{pe}^2(x_0) + \omega_{ce}^2},$$

где $\omega_{pe}(x) = \sqrt{4\pi e^2 n_e / \epsilon_0 m}$ – ленгмюровская частота, $\omega_{ce} = eB_0 / mc$ – циклотронная частота, e – заряд, m – эффективная масса электронов соответственно, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная полупроводника, B_0 – индукция постоянного магнитного поля, направленного вдоль границы структуры (ось Z) перпенди-

кулярно к направлению неоднородности слоя (ось X). Будем изучать PPP-моды с компонентами (E_x, E_y, B_z) , распространяющиеся вдоль Y перпендикулярно магнитному полю \vec{B}_0 и направлению неоднородности, на базе уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики и уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_e \vec{v}) = 0,$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{\epsilon_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + 4\pi n_e \vec{v}_e,$$

$$\text{div} \vec{E} = 4\pi n_e.$$

Здесь n_e и \vec{v}_e – плотность и скорость электронов соответственно, и – электрическое и магнитное поле PPP-волны. Переходной слой считаем узким ($ka \ll 1$, $\omega a \ll 1$, где k и ω – волновое число и обратная величина скин-глубины проникновения PPP-волны в однородную область полупроводника соответственно). Возмущенные величины n_e , \vec{v}_e , полагаем пропорциональными

$$\exp[i(ky - \omega t)] \quad (n_e = n_{e0} + \tilde{n}_e, |\tilde{n}_e| \ll n_{e0}).$$

В линейном приближении по малым величинам получаем следующие уравнения для B_z , E_x , E_y [9]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\epsilon_1(\omega, x)}{\Delta(\omega, x)} \frac{\partial B_z}{\partial x} \right] + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\kappa \epsilon_2(\omega, x)}{\Delta(\omega, x)} \right] - \right.$$

$$-\frac{\kappa^2 \varepsilon_1(\omega, x)}{\Delta(\omega, x)} - \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} \Big\} B_z = 0, \quad (2)$$

$$E_x = \frac{c}{\varepsilon_0 \omega} \frac{\varepsilon_2(\omega, x)}{\Delta(\omega, x)} \left[\frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{\kappa \varepsilon_1(\omega, x)}{\varepsilon_2(\omega, x)} B_z \right], \quad (3)$$

$$E_y = \frac{-ic}{\varepsilon_0 \omega} \frac{\varepsilon_1(\omega, x)}{\Delta(\omega, x)} \left[\frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{\kappa \varepsilon_2(\omega, x)}{\varepsilon_1(\omega, x)} B_z \right], \quad (4)$$

где $\varepsilon_1(\omega, x) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2},$

$$\varepsilon_2(\omega, x) = -\frac{\omega_{pe}^2(x) \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}, \quad (5)$$

$$\Delta(\omega, x) = \varepsilon_2^2(\omega, x) - \varepsilon_1^2(\omega, x).$$

Решение в области $x > a$ полупроводника выбираем в виде

$$B_z(x) = B_z(a) e^{-\alpha(x-a)}, \quad (6)$$

где $\alpha^2 = \kappa^2 + \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\Delta(\omega, a)}{\varepsilon_1(\omega, a)}.$ (7)

Полагаем, что условия $\text{Re} \alpha > 0$ выполняются.

В приближении узкого слоя в области верхнего гибридного резонанса $\varepsilon_1(\omega, x_0) = 0$ величина E_y меняется медленно, тогда из уравнений (2) – (4) получаем ($0 < x < a$)

$$B_z(x) = c \int \frac{\Delta(\omega, x)}{\varepsilon_1(\omega, x)} dx + c_1, \quad (8)$$

$$E_x = \frac{A}{\varepsilon_1(\omega, x)}, \quad (9)$$

$$c = -i \frac{\varepsilon_0 \omega}{c} E_y(x_0), \quad A = -i \varepsilon_2(\omega, x_0) E_y(x_0), \quad (10)$$

$c_1 = \text{const}$, $E_y(x_0)$ – значение E_y -компонента в резонансной области задается внешним источником накачки.

Используем условие непрерывности B_z на границе $x = a$ и равенство нулю $E_y = 0$ на границе $x = 0$. В результате получаем дисперсионное уравнение для ППП-волны:

$$D(\omega, \kappa) = F(\omega, \kappa), \quad (11)$$

где $D(\omega, \kappa) = \varepsilon_1(\omega, a) \alpha(\omega, a) \Delta(\omega, 0) - \varepsilon_2(\omega, 0) \kappa \Delta(\omega, a),$ (12)

$$F(\omega, \kappa) = \kappa \alpha(a) \varepsilon_1(\omega, a) \varepsilon_2(\omega, 0) \int_0^a \frac{\Delta(\omega, x)}{\varepsilon_1(\omega, x)} dx. \quad (13)$$

В связи с тем, что $|F(\omega, \kappa)| \sim \kappa a |D(\omega, \kappa)|$ или $F(\omega, \kappa) \sim \alpha a |D(\omega, \kappa)|$, уравнение $D(\omega_0, \kappa) = 0$ определяет с точностью до слагаемых, пропорциональных $\kappa a \ll 1$, реальную часть частоты ППП-волн. Декремент затухания δ ($\omega = \omega_0 + i\delta$, $|\delta| \ll \omega_0$) в этом случае равен

$$\delta = -\pi \kappa \alpha(a) \varepsilon_1(\omega, a) \varepsilon_2(\omega, 0) \Delta(\omega, x_0) \times$$

$$\times \left(\frac{\partial \varepsilon_1(\omega, x)}{\partial x} \right)_{x=x_0}^{-1} \left(\frac{\partial D(\omega, \kappa)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0}^{-1}.$$

Затухание предполагает уменьшение плотности электронов в переходном слое при увеличении x . В приближении $\Delta(\omega, a) \approx \Delta(\omega, 0)$ частота ω_0 и декремент затухания δ определены в работе [9].

В резонансной области $\varepsilon_1(\omega, x_0) \approx 0$ влияние даже слабой стрикционной нелинейности может приводить к существенному изменению структуры поверхностной волны.

Стрикционная нелинейность приводит к изменению плотности электронов

$$n_{nl} = n_0 e^{-U/T}, \quad (14)$$

где U – потенциальная энергия электронов в поле волны [13] ($|U| < T$, T – температура электронов)

$$U \approx \frac{e^2 |E_x|^2}{4m(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} = \frac{|E_x|^2}{E_0^2}. \quad (15)$$

Нелинейное изменение плотности в резонансной области нужно учитывать только в $\varepsilon_1(\omega, x)$:

$$\varepsilon_1(\omega, \kappa) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} + \frac{\omega_{pe}^2(x)}{T(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \frac{|E_x|^2}{E_0^2}. \quad (16)$$

Полагая линейную зависимость электронной плотности в резонансной области от x , получаем следующее уравнение для E_x :

$$\left[\frac{(x-x_0)}{L} + \frac{|E_x|^2}{E_1^2} \right] E_x = A. \quad (17)$$

Здесь $L = \left(\frac{\partial \varepsilon_1(\omega, x)}{\partial x} \right)_{x=x_0}^{-1},$

$$E_1^2 = E_0^2 \frac{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}{\omega_{pe}^2(x_0)} T. \quad (18)$$

В случае, когда вблизи резонансной точки $\Delta x = \Delta x_{NI} \leq \Delta x_{cr}$, из уравнения (17) следует, что

$$E_x \sim (AE_0)^{1/3}, \quad (19)$$

$$\Delta x_{cr} = L(A/E_1)^{2/3}, \quad (20)$$

А сдвиг резонанса δx оказывается равным

$$\delta x = L \left(|E_x|^2 / E_1^2 \right). \quad (21)$$

При достаточно больших амплитудах электрического поля $E_y(x_0)$, но при выполнении условия $|U| < T$ когда справедливо проводимое рассмотрение, в неоднородном переходном слое полупроводника формируется нелинейная кинетическая мелкомасштабная поверхностная волна за счет стрикционной нелинейности. При этом эта нелинейность приводит к уменьшению амплитуды поля в области резонанса, уменьшенного длины волны и сдвигу резонанса в область меньшей плотности. Численные исследования подобных уравнений [12] показывают, что при формировании нелинейной мелкомасштабной волны происходит ее длинноволновая модуляция.

ЛИТЕРАТУРА

1. Moslehi B., Foster M., Harvey P. Optical magnetic and electric field sensors based on surface plasmon polariton resonant coupling//Electronics Letters. – 1991. – Vol. 27, I.11. – P. 951-953.
2. Gagnon G. et. al. Thermally activated variable attenuation of long-range surface plasmon-polariton waves//Journal of Lightwave Technology. – 2006. – Vol. 24, No.11. – P. 4391-4402.
3. Zhang X.M. et al. Active switching of surface plasmon polariton using MEMS actuators//IEEE 21st Intern. Conf. on Micro Electro Mechanical System (MEMS). – 2008. – P. 778-781.
4. Halevi P. Polariton modes at the interface between two conducting or dielectric media//Surface Science. – 1978. – Vol. 76, No. 1. – P. 64-90.
5. Chattopadhyay S., Saha P.K. A simple analytical approach to study the bound Plasmon Polariton mode guided by a metallic wire of rectangular cross section//IEEE Applied Electromagnetics Conference (AEMC). – 2007. – P. 1-4.
6. Conwell E.M. Dispersion of surface plasmons and phonons in inhomogeneous media//Phys. Rev. – 1975. – В. 11. – P. 1508-1511.
7. Cheng C. Kao and Esther M. Conwell. Surface plasmon dispersion of semiconductors with depletion or accumulation layers//Phys. Rev. 1976. – В. 14. – P. 2464-2479
8. Yan M., Qiu M. Analysis of surface plasmon polariton using anisotropic finite elements//IEEE, Photonics Techn. Lett. – 2007. – Vol. 19-22. – P. 1804-1806.
9. Fedutenko E.A., Lapshin V.I. and Leleko Ya.F. The hydrodynamical plasmon-polariton echo in nonuniform semiconductor plasmas//Physica Scripta. – 1994. – Vol. 50. – P. 310-313.
10. Kuehi H.H. Nonlinear resonance core surfaces//Transactions on Plasma Science. – 1979. – Vol. 7, No. 4. – P. 201-204.
11. Ginzburg P. et. al. Nonlinear surface plasmon polaritons and the ponderomotive Force//The 20th Annual Meeting of the IEEE. Lasers and Electro-Optics Society 2007, LEOS 2007. – P. 624-625.
12. Лапшин В.И., Степанов К.Н., Штрассер В.О. Возбуждение нелинейной кинетической волны в области локального альфвеновского резонанса//Физика плазмы. – 1992. – Т. 18. – С. 660-666.
13. Klima R. The drifts and hydrodynamics of particles in a field with a high-frequency component//Czechoslovak Journal of Physics. – 1968. – Vol. B. 18. – P. 1280-1291.

ВПЛИВ СТРИКЦІЙНОЇ НЕЛІНІЙНОСТІ НА ПОВЕРХНЕВІ ХВИЛІ В НЕОДНОРІДНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

В.І. Лапшин

Розглянуто вплив стрикційної нелінійності на плазмон-поляритонні поверхневі хвилі на межі напівпровідник-метал при наявності в неоднорідному переходному шарі у напівпровіднику області верхнього гібридного резонансу. Нелінійна зміна щільності електронів за рахунок стрикційної нелінійності у резонансній області може призвести до формування дрібномасштабної нелінійної хвилі.

INFLUENCE OF STRICTION NONLINEARITY ON THE SURFACE WAVE IN NONUNIFORM SEMICONDUCTORS

V.I. Lapshin

The effect of striction nonlinearity on the structure of the surface plasmon-polariton waves in a semiconductor bounded by a metal when a point of the upper hybrid resonance in nonuniform semiconductor transient layer exists is considered. The striction nonlinearity changes the electron density in the resonance region and can lead to the formation of nonlinear small scale wave.