# ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В СРЕДЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ

*Н. Л. Дмитрук, Ю. В. Крюченко, В. Г. Литовченко*

Рассмотрена модель неоднородного приповерхностного переходного слоя с пространственным распределением носителей заряда в виде размытой ступеньки. Определены количество и характер поверхностных плазменных поляритонных мод как при обогащении, так и при истощении приповерхностного слоя. Прослежен генезис дисперсионных ветвей при переходе от экспоненциального к ступенчатому распределению и сделан прогноз относительно степени их проявления в спектрах НПВО.

Практически важным случаем переходных слоев в твердотельной плазме являются приповерхностные области с пространственной неоднородностью диэлектрической проницаемости (ДП) вдоль нормали к поверхности. Примерами могут служить естественные области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводниках, области неоднородного легирования электрически активной примесью (созданные путем диффузии или ионной имплантации). В неравновесном случае характер неоднородного пространственного распределения носителей в приповерхностной области существенно зависит от соотношения диффузионной длины $L_p(z)$, обратного коэффициента поглощения $1/\alpha$ и «длины» поверхностной рекомбинации $s\tau_p$, где $s$ — скорость поверхностной рекомбинации.

Влияние приповерхностной ОПЗ на дисперсию плазменных поверхностных поляритонов (ППП) исследовалось ранее в ряде работ. Были изучены случаи ступенчатого [1], линейного [2] и экспоненциального [3, 4] изменения концентрации носителей заряда в приповерхностной области. Интересной особенностью в случае экспоненциального распределения является возникновение новых экстраординарных дисперсионных ветвей ППП.

В настоящей работе рассмотрена более общая модель, в которой реализуются как ранее исследовавшиеся случаи экспоненциального и ступенчатого распределений $N(z)$, так и различные промежуточные случаи. Это позволило проследить генезис дисперсионных ветвей ППП при плавном переходе от экспоненциального к ступенчатому распределению $N(z)$ и прояснить их физическую природу.

Рассмотрение проведено для ППП $TM$ типа. Напряженности магнитного и электрического поля таких мод удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{\varepsilon(\omega,z)}\frac{dH_y}{dz}\right]+\left[\frac{\omega^2}{c^2}-\frac{k_x^2}{\varepsilon(\omega,z)}\right]H_y=0,$$

$$E_x=-\frac{ic}{\omega\varepsilon(\omega,z)}\frac{dH_y}{dz},\quad E_z=-\frac{ck_x}{\omega\varepsilon(\omega,z)}H_y, \tag{1}$$

где $k_x$ — компонента волнового вектора в плоскости поверхности раздела среда—вакуум. В локальном приближении в области нахождения плазмы ($z<0$) ДП можно записать в виде

$$\varepsilon(\omega, z) = \varepsilon_\infty [1 - \omega_p^2(z)/\omega^2], \quad (2)$$

$\omega_p^2(z) = 4\pi e^2 N(z)/m^* \varepsilon_\infty$. Будем искать собственные решения (1) для функции распределения $N(z)$ следующего вида:

$$N(z) = N_b + (N_s - N_b) \frac{1 + \exp(l/d)}{1 + \exp((l - z)/d)}, \quad (3)$$

где $N_s$, $N_b$ — концентрации электронов на поверхности и в объеме; $l$ — величина, описывающая протяженность приповерхностной области; $d$ — постоянная спада $N(z)$ на границе с квазинейтральным объемом (типа длины Дебая в случае ОПЗ). Решения (1) удобно искать методом разложения в ряды в окрестности особых точек. Следуя [4], представим поле $H_y$ в виде $H_y = F(z) \exp(p_0 z)$, где $p_0^2 = k_x^2 - \varepsilon_l \omega^2/c^2$, $\varepsilon_b$ — объемное значение ДП среды. Тогда с переходом к новой переменной $v = -\varepsilon(\omega, z)/\varepsilon_b$ уравнение (1) приобретает следующую форму:

$$v(v+1)(v - v_i)^2 \frac{d^2F}{dv^2} + (v - v_i)(v^2 - 2\alpha v y_i + v_i) \frac{dF}{dv} + y_i(\alpha v - \alpha v_i - q v y_i) F = 0, \quad (4)$$

где $\alpha = p_0 d$; $q = \varepsilon_b d^2 \omega^2/c^2$; $y_i = (1 + \exp(l/d))(\omega_{ps}^2 - \omega_{pb}^2)/(\omega^2 - \omega_{pb}^2)$; $v_i = y_i - 1$; $\omega_{ps}$, $\omega_{pb}$ — плазменные частоты на поверхности и в объеме кристалла. Данное уравнение имеет три особые точки, причем точка $v_i$ является двукратно вырожденной. В окрестности особой точки $v = 0$ два независимых решения (4) могут быть представлены в виде

$$F_{1v} = \sum_{k=2}^{\infty} a_k v^k, \quad F_{2v} = \sum_{k=0}^{\infty} b_k v^k + \ln|v| \sum_{k=2}^{\infty} a_k v^k, \quad (5)$$

в окрестности $v = -1$ физически оправданное затухающее в глубь плазмы решение имеет вид

$$F_y = \sum_{k=0}^{\infty} a_k y^k, \quad (6)$$

где $y = v + 1$, а в окрестности $v = v_i$ два независимых решения могут быть записаны следующим образом:

$$F_{jw} = |w|^{\mu_j} \sum_{k=0}^{\infty} a_k^{(j)} w^k, \quad (7)$$

где $j = 1, 2$; $\mu_{1(2)} = \alpha \pm (\alpha^2 + q y_i)^{1/2}$; $w = v - v_i$. Радиусы сходимости рядов (5)—(7) $R_v = \min\{1, |v_i|\}$, $R_y = \min\{1, |y_i|\}$ и $R_w = \min\{|v_i|, |y_i|\}$ соответственно.

На кривой $\omega_s(k_x) = (\omega_{ps}^2 + k_x^2 c^2/\varepsilon_\infty)^{1/2}$ имеет место вырождение характеристических корней $\mu_1 = \mu_2$. В этом случае

$$F_{1w} = |w|^\alpha \sum_{k=0}^{\infty} a_k w^k,$$

$$F_{2w} = |w|^\alpha \ln|w| \sum_{k=0}^{\infty} a_k w^k + |w|^\alpha \sum_{k=1}^{\infty} b_k w^k. \quad (8)$$

В ситуации с неоднородным слоем истощения существует область частот $(\omega_{ps}^2 + k_x^2 c^2/\varepsilon_\infty)^{1/2} < \omega < (\omega_{pb}^2 + k_x^2 c^2/\varepsilon_\infty)^{1/2}$, где характеристические корни $\mu_1$ и $\mu_2$ являются комплексными, причем $\mu_1^* = \mu_2$. В этой области частот две линейно-независимые функции $F_{1w}$ и $F_{2w}$ будут определяться действительной и мнимой частями одного из выражений (7), например, с $j = 1$.

Рекуррентные соотношения для нахождения коэффициентов разложения могут быть легко получены подстановкой вышеприведенных рядов в уравнение (4).

Дисперсия поверхностных мод находится из дисперсионного уравнения

$$p_0+\varepsilon(\omega,\ 0)\sqrt{k_x^2-\omega^2/c^2}+F'(v_0)/F(v_0)=0, \tag{9}$$

где $v_0$ — значение переменной $v$ на поверхности, штрих у функции $F$ означает ее производную по переменной $z$. Если при $v=v_0$ ряд (6) является сходящимся, то в качестве $F$ в (9) можно использовать функцию $F_y$. Однако это возможно лишь в ограниченной области частот. В других частотных областях функция $F$ в (9) выражается через линейные комбинации независимых решений (5) или (7). Поскольку области сходимости рядов (5)—(7) перекрываются, то содержащаяся в отношении $F'/F$ в (9) константа в этом случае выразится через отношение $F'_y/F_y$ в некоторой произвольной точке сшивки в окрестности «объемного» значения $v=-1$.

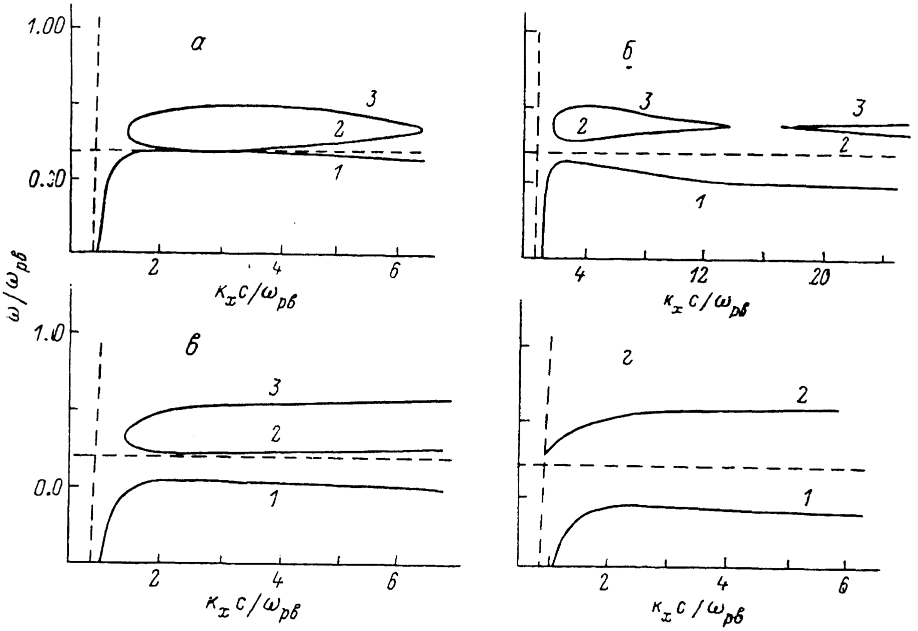


Рис. 1. Дисперсия плазменных поверхностных поляритонов при истощении в случае $\omega_{ps}=0.92\ \omega_{pb}$, $d\omega_{pb}/c=0.1$ и $l\,\omega_{pb}/c=1$ (*а*), $-0.076$ (*б*), $-0.25$ (*в*), $-0.5$ (*г*).

Численные примеры рассчитаны применительно к параметрам легированного полупроводника InSb. Оказалось, что в общем случае имеет место сложный спектр с дисперсионными петлями, который можно представить тремя ветвями ППП. Физическая природа этих ветвей связана с: 1) поляритоном свободной поверхности плазмы; 2) граничным поляритоном на границе переходного слоя и объема; 3) слабодисперсионным ППП, обусловленным размытием переходной области. Увеличение крутизны диэлектрической ступеньки ускоряет трансформацию спектра ППП, и при достаточно резкой ступеньке остаются лишь две первые моды колебаний в соответствии с [1] (рис. 1, 2). Третья мода в процессе трансформации становится практически бездисперсионной и попадает в окрестность частоты $\omega_{ps}$, где и происходит ее исчезновение, однако полную картину ее исчезновения в рамках данного расчета выяснить затруднительно. Это обусловлено тем, что приведенные разложения могут быть применены для нахождения дисперсии ППП везде, за исключением малой окрестности частоты $\Omega_s=\omega_{ps}\,(1+(1-\omega_{pb}^2/\omega_{ps}^2)\,\exp\,(l/d))^{1/2}$, где $v_i\to 0$. В последнем случае радиусы сходимости рядов $R_v$ и $R_w$ стремятся к нулю, что не позволяет провести расчет достаточно корректно. Если $\exp\,(l/d)\ll 1$ (это означает, что размытие практически отсутствует), то $\Omega_s\approx\omega_{ps}$, поэтому «запрещенная» для расчетов область частот оказывается лежащей в узком интервале вокруг частоты $\omega_{ps}$.

В предельном случае экспоненциального распределения имеет место переход к известным результатам [4] с обычной и экстраординарной ветвями ППП.

Для пространственного распределения полей всех трех мод ППП характерным является прохождение $H_y$ через максимум в точке, где $\varepsilon(z)=0$, и разрыв в этой точке $E_x$ и $E_z$ (с учетом диссипаций, также, по-видимому, имеющих в этой точке максимумы). В глубь кристалла поля всех трех мод монотонно затухают. Наличие областей резкого возрастания

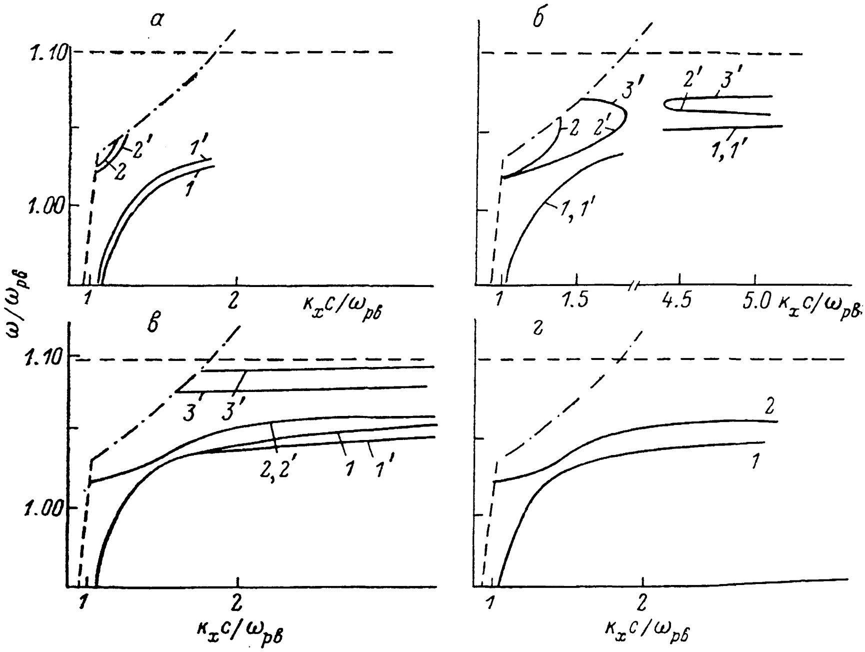


Рис. 2. Дисперсия плазменных поверхностных поляритонов при обогащении в случае $\omega_{ps}=1.1\ \omega_{pb}$, $d\omega_{pb}/c=1$ (*а—в*) и 0.1 (*г*); $l\,\omega_{pb}/c=10$ (*1, 2*) и 1 (*1', 2'*) (*а*), 0 (*1, 2*) и —0.7 (*1'—3'*) (*б*), —1 (*1—3*) и —2 (*1'—3'*) (*в*), —2 (*1, 2*) (*г*).

полей в переходном слое может привести к усилению различных оптических эффектов (ИК поглощение, комбинационное рассеяние света, увеличение сечения фотоионизации локальных центров и др.).

Относительный вклад полученных ветвей ППП, например, в экспериментально наблюдаемый спектр НПВО можно оценить по интегральному уменьшению площади под кривой отражения в области соответствующих частот. При большом зазоре (среда *2*) между образцом (среда *1*) и призмой НПВО (среда *3*) $d_2 \gg 1/\varkappa_2$ и малом затухании в плазме $\Gamma \ll \omega_{pb}$ этот параметр для $i$-й моды рассчитывается по формуле [5]

$$W_i \approx 16\pi \exp(-2\varkappa_2 d_2)\left(\frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2}\right)^2 \frac{\varkappa_1}{\varepsilon_1}\left[1+\left(\frac{\varepsilon_2\varkappa_1}{\varepsilon_1\varkappa_2}\right)^2\right]^{-1} \times$$
$$\times\left|\frac{d}{d\omega}\left[\frac{\varepsilon_3(\omega,\ 0)}{\varkappa_3+(F'/F)_{z=0}}+\frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2}\right]_{\omega=\omega_i}\right|^{-1}, \tag{10}$$

где $\varkappa_j=(k_x^2-\varepsilon_j\omega^2/c^2)^{1/2}$, $\varepsilon_j$ — ДП $j$-й среды (для $j=3$ берется объемное значение ДП $\varepsilon_b$). Если затухания поляритонов $\Gamma_i$ известны, то контраст спектра НПВО (величины провалов на частотах $\omega_i$) можно оценить как $k_{\text{НПВО}} \approx W_i/\Gamma_i$. Численные результаты, полученные при $d_2\omega_{pb}/c=0.5$ (для такой величины зазора значение exp в (10) $\sim 0.1$), $\varepsilon_1=30$, $\varepsilon_2=1$, $\varepsilon_\infty=16$, для: а) слоя истощения с параметрами $\omega_{ps}=0.92\ \omega_{pb}$, $l\omega_{pb}/c=-0.25$, Оценки параметров спектра НПВО для неоднородных слоев истощения и обогащения

| Параметры | Истощение | | | Обогащение | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Номер ветви $i$ | 1 | 2 | 3 | 1 | 2 | 3 |
| $\omega_i/\omega_{pb}$ | 0.903 | 0.924 | 0.950 | 1.045 | 1.058 | 1.093 |
| $W_i/\omega_{pb}$, % | 0.7 | 8.9 | 2.6 | 4.1 | 3.0 | 2.9 |

$d\omega_{pb}/c=0.1$, $k_x c/\omega=2.1$; б) слоя обогащения с параметрами $\omega_{ps}=1.1\ \omega_{pb}$, $l\omega_{pb}/c=-2$, $d\omega_{pb}/c=1$, $k_x c/\omega=2.29$ приведены в таблице. Видно, что контраст спектра НПВО на всех трех частотах ППП соизмерим и при $\Gamma_i/\omega_{pb}\sim 0.1$ может достигать десятков процентов, т. е. может быть легко зафиксирован экспериментально.

## Список литературы

[1] Wallis R. F., Brion J. J., Burstein E., Harstein A. // Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. 1972. P. 1448—1454.
[2] Cunnigham L., Maradudin A. A., Wallis R. F. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. N 8. P. 3342—3365.
[3] Guidotti D., Rice S. A., Lemberg H. L. // Sol. St. Comm. 1974. V. 15. N 2. P. 113—117.
[4] Kao C., Conwell E. M. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 6. P. 2464—2470.
[5] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. М., 1979. 432 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
29 июня 1989 г.