

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМОНОВ В ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Либенсон Б. Н., Нормурадов М. Т., Рысбаев А. С.

Объясняется наблюдаемый в экспериментах сдвиг энергии плазмонов в полупроводнике с ростом дозы облучения его примесными ионами. Такой сдвиг вызван увеличением статической поляризации среды, связанной с вкладом переходов остовных электронов примесных ионов. На основе теории возбуждения плазмонов электронами в пространственно неоднородной среде с локальной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega, z)$ получены соотношения, определяющие условия образования максимума сечения генерации объемных и поверхностных плазмонов. Для не слишком больших доз облучения энергетический сдвиг максимума во много определяется параметрами распределения концентрации внедренной примеси.

Введение. Экспериментальные исследования спектров характеристических потерь энергии электронов с $E_p = 30 \div 300$ эВ, отраженных от кремния, легированного ионами щелочных или щелочно-земельных металлов, показали, что важнейшей особенностью этих спектров является уменьшение энергии поверхностных и объемных плазмонов с ростом дозы облучения матрицы примесными ионами [1, 2]. Однотипное в генетическом плане явление перенормировки энергии объемного плазмона в переходном металле хорошо известно и достаточно подробно проанализировано в монографии Пайнса [3], а также в недавних работах [4-6]. Суть этого явления кратко заключается в том, что уменьшение энергии плазмона по отношению к плазменной частоте колебаний s -электронов обусловлено влиянием поляризации d -электронов, зона которых расположена ниже уровня Ферми на расстоянии, превышающем энергию плазменного колебания s -электронов.

Аналогичная ситуация в плане перенормировки энергии объемного плазмона должна иметь место и в ионно-имплантированном полупроводнике, где за счет экранировки, связанной с поляризацией остовных электронов примесного иона, плазменная частота слоя постепенно с ростом дозы облучения будет уменьшаться по отношению к своему значению в матрице.

Целью настоящей работы является полуфеноменологическое описание основных особенностей возбуждения объемных и поверхностных плазмонов в ионно-легированном полупроводнике.

Диэлектрическая проницаемость ионно-легированного полупроводника

При $Q=0$, т. е. в длинноволновом пределе, диэлектрическая проницаемость (ДП) ионно-легированного полупроводника (ИЛП) может быть записана в виде суммы

$$\epsilon(\omega, z) = \epsilon_0(\omega) + \epsilon_s(z), \quad (1)$$

где $\epsilon_0(\omega)$ — ДП исходного чистого полупроводника,¹ а

¹ Разбиение $\epsilon(\omega, z)$, даваемое формулой (1), является в некотором роде условным, поскольку функция $\epsilon_0(\omega)$ в общем случае зависит от внедренной примеси. Такая зависимость имеет место хотя бы в силу того, что постоянная решетки полупроводника меняется при легировании, а вместе с ней меняется и ω_{p0}^2 , определяющая $\epsilon_0(\omega)$.

$$\varepsilon_s(z) = \frac{4\pi e^2}{m} N_{\text{imp}}(z) \sum_{l>0} \frac{Z_{\text{эфф}, l}}{(\omega_{lc}^2 - \omega_{pl}^2)} \quad (2)$$

представляет собой статическую поляризацию остовных электронов примесных ионов. Сумма $\sum_{l>0}$ распространяется на все заполненные оболочки примесного иона, расположенные ниже валентной зоны, т. е. предполагается, что $\omega_{lc}^2 \gg \omega_{pl}^2$; $\omega_{pl}^2 = 4\pi e^2 N_l / m$ — квадрат плазменной частоты валентных электронов полупроводника, ω_{lc}^2 — квадрат частоты перехода остовных электронов с l -й оболочки примесного иона в зону проводимости полупроводника, $N_{\text{imp}}(z)$ — координатный профиль распределения внедренной примеси по глубине, $Z_{\text{эфф}, l}$ — эффективное число электронов, принимающих участие в переходе $l \rightarrow c$.

Доза облучения $D = \int_0^\infty dz N_{\text{imp}}(z)$ является параметром, заданным по условиям эксперимента. Последующее теоретическое рассмотрение будет справедливо при не слишком больших дозах облучения D , таких, что распределение $N_{\text{imp}}(z)$ имеет четко выраженный максимум при $z = z_{\text{max}} > v/\omega_{pl}$, т. е. тогда, когда можно говорить о локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$.

Ф о р м а л и н и о б ъ е м н о г о п л а з м о н а в И Л П П

Рассмотрим спектральную интенсивность испускания объемного плазмона налетающим электроном в среде с ДП $\varepsilon(\omega, z)$ при условии нормального падения на поверхность. В работе [7] изложен метод расчета сечения возбуждения объемного плазмона быстрой заряженной частицей в пространственно неоднородной среде, которой является полубесконечный кристалл. Здесь мы воспользуемся формулой (25) из [7], причем нетрудно установить, что для рассматриваемой здесь ситуации спектральная интенсивность возбуждения плазмонов имеет вид

$$I_\omega = - \frac{2}{(2\pi)^2 \hbar^2 v^2} \int d\mathbf{q} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \exp\left[-i \frac{\omega}{v}(z - z')\right] \text{Im} D(z, z', \mathbf{q}, \omega), \quad (3)$$

так что эта интенсивность может быть определена, если известна функция Грина $D(z, z', \mathbf{q}, \omega)$ электрического поля внутренних электронов ИЛПП. В формуле (3) $\hbar\omega$ и \mathbf{q} — переданные среде энергия и волновой вектор, v — скорость налетающего электрона.

Для среды с локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$ уравнение для функции $D(z, z')$ будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left[\varepsilon(\omega, z) \frac{dD}{dz} \right] - q^2 \varepsilon(\omega, z) D &= 0, \quad z > 0, \\ \frac{d^2 D}{dz^2} - q^2 D &= 4\pi e^2 \hbar \delta(z - z'), \quad z < 0 \end{aligned} \quad (4)$$

в том случае, когда координата $z' < 0$, т. е. находится в вакууме. Решение этого уравнения, соответствующее системе плазменных возбуждений, испускаемых налетающим электроном при приближении к поверхности среды в вакууме, может быть представлено в виде

$$D_1(z, z', \mathbf{q}, \omega) = - \frac{4\pi e^2 \hbar \varepsilon_0(\omega) \exp[q(z + z')]}{q \left\{ 1 + \varepsilon_0(\omega) + q \int_0^\infty dx \left[\frac{\varepsilon_0(\omega)}{\varepsilon(x, \omega)} - 1 \right] \right\}}, \quad z \text{ и } z' < 0. \quad (5)$$

Излучение объемных плазмонов в среде с локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$ электроном, находящимся в вакууме, является по своей природе переходным [8]. Как было показано в [8], переходный механизм испускания объемных плазмонов является существенным в диапазоне $E_p = 30 \div 300$ эВ. Выражение для интенсивности $I_{\omega 1}$,

соответствующее вакуумной функции $D_1(z, z', \mathbf{q}, \omega)$, получено нами в следующей форме

$$I_{\omega 1} = -\frac{2e^2}{\pi \hbar v^2} \operatorname{Im} \left\{ \varepsilon_0 \frac{\left[\frac{\pi v}{2\omega} (1 + \varepsilon_0) + Z_{\text{int}}(\omega) \ln \left[\frac{v(1 + \varepsilon_0)}{\omega Z_{\text{int}}(\omega)} \right] \right]}{\left[(1 + \varepsilon_0)^2 + \frac{\omega^2}{v^2} Z_{\text{int}}^2(\omega) \right]} \right\}. \quad (6)$$

Прежде всего следует учесть, что входящий в формулу (6) интеграл можно представить следующим образом:

$$Z_{\text{int}}(\omega) = \int_0^{\infty} dz \left[\frac{\varepsilon_0(\omega)}{\varepsilon(\omega, z)} - 1 \right] = - \int_0^{\infty} \frac{dz \varepsilon_s(z)}{[\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z)]} + i\pi \varepsilon_0(\omega) \theta[-\varepsilon_0(\omega)] \times \\ \times \theta[\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z_{\text{max}})] \frac{1}{|d\varepsilon_s(z)/dz|_{z=z_0(\omega)}},$$

где $z_0(\omega)$ — корень уравнения $\varepsilon(\omega, z) = 0$. Величина $|d\varepsilon_s/dz|$, присутствующая в знаменателе мнимой части этого интеграла, может быть представлена в виде произведения

$$|d\varepsilon_s(z)/dz|_{z=z_0(\omega)} = |z_0(\omega) - z_{\text{max}}| F(z_0(\omega)),$$

если доза облучения не слишком большая, а такова, что распределение $N_{\text{imp}}(z)$ содержит максимум при $z = z_{\text{max}} > v/\omega_{\text{pв}}$. О функции $F(z)$ можно сказать, что она не содержит нулей при $z > 0$.

С учетом вышесказанного не представляет труда определить условие существования максимума в сечении переходного возбуждения объемного плазмона

$$|z_0(\omega) - z_{\text{max}}|^2 \approx \frac{\pi^2 \omega^2 \varepsilon_s^2(z_{\text{max}})}{v^2 \left\{ [1 - \varepsilon_s(z_{\text{max}})]^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \left[\int_0^{\infty} \frac{dz \varepsilon_s(z)}{\varepsilon_s(z) - \varepsilon_s(z_{\text{max}})} \right]^2 \right\}} F^2(z_0). \quad (7)$$

Анализ черенковского процесса генерации объемного плазмона электроном, находящимся в среде, показал, что пик спектра описывается выражением, содержащим интеграл

$$\operatorname{Im} \int_0^{\infty} dz \exp(-2xz) \frac{1}{\varepsilon(\omega, z)} = \frac{\pi \theta[-\varepsilon_0(\omega)] \theta[\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z_{\text{max}})]}{|d\varepsilon_s/dz|_{z=z_0(\omega)}} \exp[-2xz_0(\omega)], \quad (8)$$

в котором x есть пространственное затухание волнового поля налетающего электрона в среде.

Как условие (7), так и выражение (8) показывают, что оба процесса генерации объемного плазмона содержат пик при условии $z_{\text{max}} = z_0(\omega)$ или

$$\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z_{\text{max}}) = 0.$$

Следовательно, положение пика объемного плазменного резонанса в ИПП приходится на низкочастотный край диапазона возбуждаемых частот, определяемых неравенством $-\varepsilon_s(z_{\text{max}}) \leq \varepsilon_0(\omega) \leq 0$. Поскольку с ростом дозы облучения величина $\varepsilon_s(z_{\text{max}})$ увеличивается, сдвиг пика в сторону меньших энергий также возрастает по отношению к положению $\hbar\omega_{\text{pв}}$ в чистом полупроводнике.

Форма линии спектра поверхностного плазмона в ИПП

Для оценки влияния ионной имплантации на свойства поверхностного плазменного резонанса достаточно исследовать характер испускания таких плазмонов при движении налетающего электрона в вакууме еще до пересечения им границы среды. Дело в том, что при движении электрона в вакууме отсутствует канал черенковского возбуждения объемного плазмона, поэтому

вероятность возбуждения поверхностного плазмона в вакууме больше, чем при его движении в полупроводнике.

Спектральное распределение интенсивности возбуждения поверхностного плазмона определяется уже известным выражением (6). Анализ этого выражения показал, что пик спектра поверхностного резонанса имеет место при

$$\epsilon_0(\omega) + 1 \approx -\frac{3}{8} \frac{\omega_{pv}^2}{\omega^2} \left[\int_0^{\infty} dz \epsilon_s(z) \right]^2, \quad (9)$$

если иметь в виду, что максимальная добавка $\epsilon_s(z_{\max})$, связанная с ионным легированием, много меньше 1.

Из дисперсионного уравнения (9) следует, что положение пика поверхностного резонанса оказывается чувствительным к профилю распределения внедренной примеси. Аналогичное утверждение справедливо, конечно, и для положения пика объемного плазмона, что было показано ранее. Закономерности сдвига пика поверхностного плазмона с ростом дозы облучения, т. е. с увеличением величины $\epsilon_s(z_{\max})$, в сторону меньших энергий близки к таковым для объемного плазмона.

Оценка сдвига энергетического положения пика объемного плазменного резонанса с ростом дозы облучения для ИПП $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Si}$

При имплантации ионов натрия в кремний вклад в статическую поляризацию дают 4 электрона оболочки $L_{2,3}$ ($Z_{L_{2,3}}=4$) с энергией перехода $\hbar\omega_{L_{2,3}}, c \approx 31$ эВ и 2 электрона оболочки L_1 ($Z_{L_1}=2$) с энергией перехода $\hbar\omega_{L_1}, c \approx 62$ эВ. Учитывая (2), функцию $\epsilon_s(z)$ можно записать в виде $\epsilon_s(z) \approx 0.45C(z)$, где $C(z) = -N_{\text{имп}}(z)/N_{\text{Si}}$, а N_{Si} есть концентрация атомов Si в элементарной ячейке, равная $N_{\text{Si}} = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Выражение для ДП $\epsilon_0(\omega)$ для Si было взято в виде $\epsilon_0(\omega) = 1 - \omega_{pv}^2 / (\omega^2 - \omega_g^2)$, где $\hbar\omega_{pv} = 16.6$ эВ, а величина $\hbar\omega_g \approx 4$ эВ. Для расчета зависимости энергии пика объемного плазмона от дозы облучения ионами натрия нами были использованы экспериментальные данные о величине $C(z_{\max})$ для $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Si}\langle 111 \rangle$ при энергии ионов $E_0 = 0.5$ кэВ, полученные из анализа распределений $N_{\text{имп}}(z)$. Эти значения $C(z_{\max})$ приведены в таблице. В этой же таб-

Зависимость энергии пика, соответствующего возбуждению объемного плазмона в Si, от дозы облучения ионами Na^+ с энергией 0.5 кэВ

$D, \text{ см}^{-2}$	$C(z_{\max})$	$z_{\max}, \text{ \AA}$	$\epsilon_s(z_{\max})$	$\hbar\omega_{\text{рез}}, \text{ эВ}$	
				эксперимент	расчет
0	—	—	0	17.0	17.1
10^{15}	0.18	27	0.079	16.0	16.4
10^{16}	0.32	21	0.141	15.0	16.0

лице приведены экспериментальные [1] и расчетные данные о значениях энергий пиков спектра потерь энергии электронов на возбуждение ими объемных плазмонов в структуре $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Si}$. Из сравнения сдвигов пика с ростом дозы облучения видно, что расчетные значения составляют 70 % при дозе 10^{15} см^{-2} и 50 % при дозе 10^{16} см^{-2} от значений экспериментально наблюдаемых величин сдвигов энергий пиков объемных плазмонов. Можно предположить, что причиной расхождения между расчетными и экспериментальными значениями сдвигов пиков спектра является увеличение постоянной решетки при имплантации ионов примеси, что приводит в свою очередь к уменьшению энергии плазменных колебаний валентных электронов. Однако теоретическая оценка такого эффекта представляет собой сложную задачу. В то же время результаты настоящей работы

показывают, что эффект статической поляризации остовных электронов примесных ионов существенно влияет на сдвиг энергий пиков потерь на возбуждение плазмонов в ионно-легированном полупроводнике.

Список литературы

- [1] Нормурадов М. Т., Умирзаков Б. Е., Рысбаев А. С. // Поверхность. 1984. № 9. С. 39—44.
- [2] Нормурадов М. Т., Рысбаев А. С., Либенсон Б. Н. // Поверхность. 1989. № 5. С. 100—103.
- [3] Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., 1965. 382 с.
- [4] Горобченко В. Д., Жарников М. В., Максимов Е. Г., Молдосанов К. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. В. 2. С. 597—608.
- [5] Горобченко В. Д., Жарников М. В., Максимов Е. Г., Рашкесв С. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 2. С. 677—691.
- [6] Sturm K. // Adv. Phys. 1982. V. 31. N 1. P. 1—64.
- [7] Румянцев В. В., Либенсон Б. Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 5 (11). С. 1818—1833.
- [8] Либенсон Б. Н., Румянцев В. В. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 1. С. 10—12.

Получена 14.04.1989
Принята к печати 19.09.1989
