4917/2-80

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

20/X-80

Р17-80-426

Во Хонг Ань

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

II. Случай перпендикулярной поляризации падающей волны

Направлено в журнал
"Физика и техника полупроводников".

1980

Во Хонг Ань

P17-80-426

Возбуждение поверхностных поляритонов лазерным излучением в полупроводниках с узкой запрещенной зоной. II. Случай перпендикулярной поляризации падающей волны

Решается задача о параметрическом возбуждении поверхностных поляритонов в полупроводниках с узкой запрещенной зоной под воздействием сильного поля электромагнитного излучения, поляризованного перпендикулярно направлению распространения поверхностных поляритонов. Получено выражение для инкремента неустойчивости, совпадающее с формулой для коэффициента усиления поверхностных потенциальных волн/см. /1/ / при пренебрежении эффектом запаздывания. Показано, что эффект возбуждения объемной плазменной волны в данном случае не влияет на процесс усиления поверхностных поляритонов.

Рассмотрено также поведение объемных ТЕ-электромагнитных волн, и полученные результаты анализа неустойчивости сравниваются с результатами проведенного ранее квантового рассмотрения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Vo Hong Anh

P17-80-426

Excitation of Surface Polaritons Under the Action of Laser Radiation in Narrow-Gap Semiconductors. II. Perpendicular Polarization of Incident Wave

1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ. УСИЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ $\vec{k} \perp \vec{E}_0$

Настоящая статья является продолжением работы /2/, в которой было рассмотрено поведение поверхностных поляритонов на плоской границе раздела двух кейновских полупроводников под воздействием сильного лазерного излучения, электрическое поле $\vec{E}_0$ которого направлено параллельно волновому вектору $\vec{k}$ рассматриваемых поляритонов. Было показано, что вследствие такой параллельной ориентации возбуждающаяся при этом продольная объемная плазменная волна будет взаимодействовать с поверхностной электромагнитной волной. В результате этого процесса возникает дополнительное затухание поверхностных поляритонов, что приводит к уменьшению инкремента параметрической неустойчивости в этом случае.

Как будет видно из приведенного ниже анализа, при перпендикулярной поляризации падающей волны, когда $\vec{k} \perp \vec{E}_0$, такое взаимодействие отсутствует и режим усиления в данном случае будет выгоднее, т.к. в выражении для инкремента отсутствует дополнительный член затухания. Возбуждающаяся же под воздействием внешнего поля объемная плазменная волна будет взаимодействовать с ТЕ-объемными поляритонами, влияя тем самым на их поведение. Этот процесс будет рассмотрен в разделе 2 настоящей работы.

Итак, исходя из основных уравнений /3/-/7/ предыдущей работы /2/, приходим в результате процедуры линеаризации к следующей системе уравнений относительно амплитуд гармоник компонент векторного $\vec{A}$ и скалярного ϕ потенциалов поля волнового возмущения /волновой вектор $\vec{k}$ направлен вдоль оси x /:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2\Delta(\omega)\right]A_x(\omega) = -\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{c^2}[A_x(\omega+2\omega_0)+A_x(\omega-2\omega_0)] + \frac{k\omega}{c}\Big\{\epsilon_0(\omega)\phi(\omega)+\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{\omega}\Big[\frac{\phi(\omega+2\omega_0)}{\omega+2\omega_0}+\frac{\phi(\omega-2\omega_0)}{\omega-2\omega_0}\Big] + \frac{1}{2}\beta_c\frac{\omega_p^2}{\omega^2}[A_y(\omega+\omega_0)+A_y(\omega-\omega_0)]\Big\}, \qquad /1/$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}-k^2\Delta(\omega)\right]A_y(\omega)=-\frac{3}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{c^2}\left[A_y(\omega+2\omega_0)+A_y(\omega-2\omega_0)\right]+$$

$$+\frac{1}{2}\beta_c\omega_p^2\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}-k^2\right]\left\{\left[\frac{\phi(\omega+\omega_0)}{(\omega+\omega_0)^2}+\frac{\phi(\omega-\omega_0)}{(\omega-\omega_0)^2}\right]-\right. \qquad /2/$$

$$\left.-\frac{1}{2}\beta_c\left[\frac{A_y(\omega)+A_y(\omega+2\omega_0)}{(\omega+\omega_0)^2}+\frac{A_y(\omega)+A_y^{*}(\omega-2\omega_0)}{(\omega-\omega_0)^2}\right]\right\},$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}-k^2\Delta(\omega)\right]A_z(\omega)=-\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{c^2}\left[A_z(\omega+2\omega_0)+A_z(\omega-2\omega_0)\right]-$$

$$-\frac{i\omega}{c}\frac{\partial}{\partial z}\left\{\epsilon_0(\omega)\phi(\omega)+\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{\omega}\left[\frac{\phi(\omega+2\omega_0)}{\omega+2\omega_0}+\frac{\phi(\omega-2\omega_0)}{\omega-2\omega_0}\right]+\right. \qquad /3/$$

$$\left.+\frac{1}{2}\beta_c\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left[A_y(\omega+\omega_0)+A_y(\omega-\omega_0)\right]\right\},$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}-k^2\right]\left\{\epsilon_0(\omega)\phi(\omega)+\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{\omega}\left[\frac{\phi(\omega+2\omega_0)}{\omega+2\omega_0}+\frac{\phi(\omega-2\omega_0)}{\omega-2\omega_0}\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\beta_c\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left[A_y(\omega+\omega_0)+A_y(\omega-\omega_0)\right]\right\}=0. \qquad /4/$$

Здесь $\beta_c\equiv V_E/c=eE_0/mc\omega_0$, остальные обозначения те же, что и в предыдущей работе /2/. Для исследования поверхностных решений данной системы уравнений вводим векторный потенциал $\vec{A}_\perp$ в плоскости xz по формуле

$$\vec{A}_\perp=\vec{A}_x+\vec{A}_z \qquad /5/$$

и следующую скалярную функцию:

$$\Phi(\omega)=\epsilon_0(\omega)\phi(\omega)+\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{\omega}\left[\frac{\phi(\omega+2\omega_0)}{\omega+2\omega_0}+\frac{\phi(\omega-2\omega_0)}{\omega-2\omega_0}\right]+ \qquad /6/$$

$$+\frac{1}{2}\beta_c\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left[A_y(\omega+\omega_0)+A_y(\omega-\omega_0)\right].$$

Тогда уравнения /1/,/3/,/4/ запишутся в следующем компактном виде:

$$\Box\vec{A}_\perp(\omega)-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\vec{\nabla}\Phi(\omega)=-\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{c^2}\left[\vec{A}_\perp(\omega+2\omega_0)+\vec{A}_\perp(\omega-2\omega_0)\right], \qquad /7/$$

$$\Delta\Phi(\omega)=0, \qquad /8/$$

где $\Box\equiv\partial^2/\partial z^2-k^2\Delta(\omega)$, а Δ -оператор Лапласа, как обычно.

Дополнительное граничное условие для скалярного потенциала ϕ /см. рассуждение в разделе 2 работы /2/ /,

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial z}\right|_{z=+0}=\left.\frac{\partial\phi}{\partial z}\right|_{z=-0}=0, \qquad /9/$$

и тот факт, что в рассматриваемой плоской геометрии не существуют поверхностные s-поляризованные волны, т.е. $A_y\neq A_y(z)$, приводят к аналогичному граничному условию для скалярной функции Φ:

$$\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=+0}=\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=-0}=0. \qquad /10/$$

Условие /10/ и уравнение /8/ означают при $\vec{k}\parallel\vec{x}$, что $\partial^2\Phi/\partial x^2=-k^2\Phi=0$, или

$$\Phi(\omega)=0. \qquad /11/$$

Это уравнение вместе с уравнением /2/ для $A_y(\omega)$ определяет поведение объемных электромагнитных волн при учете эффекта запаздывания, а в пределе $c\to\infty$ уравнение /11/ описывает процесс параметрического усиления объемных плазмонов. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен в разделе 2.

Поверхностные же ТМ-электромагнитные волны будут описываться двумя одинаковыми системами зацепляющихся уравнений для гармоник компонент $A_x(\omega)$, $A_z(\omega)$, которые приобретают в силу сказанного выше следующий вид:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}-k^2\Delta(\omega)\right]A_{x,z}(\omega)=-\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{c^2}\left[A_{x,z}(\omega+2\omega_0)+A_{x,z}(\omega-2\omega_0)\right]. \qquad /12/$$

Теперь обычные граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического поля E_x и магнитного поля H_y приводят к следующей системе уравнений для амплитуд гармоник на границе раздела двух сред /использовано условие $\mathrm{div}\vec{A}=0$ для исключения A_z /:

$$[\epsilon^2_{01}(\omega)\Delta_2(\omega)-\epsilon^2_{02}(\omega)\Delta_1(\omega)]A_x(\omega) =$$

$$= \frac{1}{8k^2c^2}\{\epsilon^2_{01}(\omega)\omega^2_{p2}\beta^2_2[\xi^+_2 A_x(\omega+2\omega_0)+\xi^-_2 A_x(\omega-2\omega_0)] -$$

$$-\epsilon^2_{02}(\omega)\omega^2_{p1}\beta^2_1[\xi^+_1 A_x(\omega+2\omega_0)+\xi^-_1 A_x(\omega-2\omega_0)]\} + \qquad /13/$$

$$+\frac{1}{8\omega^2}\{\Delta_1(\omega)\epsilon_{02}(\omega)\omega^2_{p2}\beta^2_2[(1+\xi^+_2)A_x(\omega+2\omega_0)+(1+\xi^-_2)A_x(\omega-2\omega_0)]-$$

$$-\Delta_2(\omega)\epsilon_{01}(\omega)\omega^2_{p1}\beta^2_1[(1+\xi^+_1)A_x(\omega+2\omega_0)+(1+\xi^-_1)A_x(\omega-2\omega_0)]\},$$

где

$$\xi^{\pm}_i \equiv [\Delta_i(\omega)/\Delta_i(\omega\pm 2\omega\ )]^{1/2} .$$

Нетрудно видеть, что эта система при отсутствии внешнего поля сводится к уравнению, описывающему поверхностные поляритоны с законом дисперсии частот, определяемым по формуле /11/ работы /2/. Проведя стандартный анализ неустойчивости для поверхностной ветви

$$\omega_2(\vec{k}) = c^2k^2+\frac{1}{2}(\omega^2_{p1}+\omega^2_{p2}) - c^2k^2[1+(\frac{\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2}}{2c^2k^2})^2]^{1/2}$$

в резонансных условиях, когда $\omega_0 \to \omega_2(\vec{k})$, приходим к следующему дисперсионному уравнению:

$$\sigma(\omega)\sigma(\omega-2\omega\ ) = \Omega^-(\omega)\Omega^+(\omega-2\omega_0), \qquad /14/$$

где

$$\sigma(\omega) = \epsilon^2_{01}(\omega)\Delta_2(\omega) - \epsilon^2_{02}(\omega)\Delta_1(\omega), \qquad /14а/$$

$$\Omega^{\pm}(\omega) = \frac{1}{8k^2c^2}[\xi^{\pm}_2\beta^2_2\omega^2_{p2}\epsilon^2_{01}(\omega) - \xi^{\pm}_1\beta^2_1\omega^2_{p1}\epsilon^2_{02}(\omega)] +$$

$$+\frac{1}{8\omega^2}[(1+\xi^{\pm}_2)\beta^2_2\omega^2_{p2}\epsilon_{02}(\omega)\Delta_1(\omega)-(1+\xi^{\pm}_1)\beta^2_1\omega^2_{p1}\epsilon_{01}(\omega)\Delta_2(\omega)]. \qquad /14б/$$

Анализ /14/ дает аналитическое выражение для инкремента неустойчивости моды $\omega_2(\vec{k})$ в виде

$$\gamma = \frac{1}{4}[1+(\frac{\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2}}{2c^2k^2})^2]^{-1/2}\frac{\omega_2(\vec{k})}{(\omega^2_{p1}-\omega^2_{p2})}\Theta(\vec{k},\beta), \qquad /15/$$

где функция $\Theta(\vec{k},\beta)$ определяется по формуле /22а/ работы /2/. Как было упомянуто выше, здесь эффект возбуждения продольной объемной плазменной волны не влияет на процесс усиления поверхностных поляритонов и в формуле /15/ отсутствует член, выражающий дополнительное затухание /ср. с формулой /22/ работы /2/ /. В пределе $c \to \infty$ /15/ стремится к виду

$$\gamma_{c\to\infty} = \frac{1}{16}\frac{\beta^2_1\omega^2_{ps1}+\beta^2_2\omega^2_{ps2}}{\sqrt{\omega^2_{ps1}+\omega^2_{ps2}}}, \qquad /16/$$

где $\omega^2_{psi} = \omega^2_{pi}/2$.

Как видно, выражение /16/ в точности совпадает с формулой /13/ работы /1/ для инкремента усиления поверхностных плазмонов при $\vec{k} \perp \vec{E}_0$.

2. ОБ УСИЛЕНИИ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН ПРИ $\vec{k} \perp \vec{E}$

Как было отмечено выше, объемные волны, распространяющиеся вдоль поверхности раздела, описываются неразделяющимися уравнениями /2/ и /8/ для компонент A_y и ϕ, которые при отсутствии зависимости от переменной z приобретают вид:

$$\Delta(\omega)A_y(\omega) = \frac{3}{8}\beta^2\frac{\omega^2_p}{k^2c^2}[A_y(\omega+2\omega_0)+A_y(\omega-2\omega_0)] +$$

$$+\frac{1}{2}\beta_c\omega^2_p\{[\frac{\phi(\omega+\omega_0)}{(\omega+\omega_0)^2}+\frac{\phi(\omega-\omega_0)}{(\omega-\omega_0)^2}] - \qquad /17/$$

$$-\frac{1}{2}\beta_c[\frac{A_y(\omega)+A_y(\omega+2\omega_0)}{(\omega+\omega_0)^2}+\frac{A_y(\omega)+A_y(\omega-2\omega_0)}{(\omega-\omega_0)^2}]\},$$

$$\epsilon_0(\omega)\phi(\omega) = -\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega^2_p}{\omega}[\frac{\phi(\omega+2\omega_0)}{\omega+2\omega_0}+\frac{\phi(\omega-2\omega_0)}{\omega-2\omega_0}] -$$

$$-\frac{1}{2}\beta_c\frac{\omega^2_p}{\omega^2}[A_y(\omega+\omega_0)+A_y(\omega-\omega_0)] . \qquad /18/$$

В пределе $c \to \infty$ данная система сводится к одному уравнению для $\phi(\omega)$, которое описывает продольную плазменную волну с частотой $\omega_p = (4\pi n e^2/m)^{1/2}$. Анализ дисперсионного уравнения в этом случае при $\omega_0 \to \omega_p$,

$$\epsilon_0(\omega)\epsilon_0(\omega-2\omega_0) = [\frac{1}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega-2\omega_0)}]^2, \qquad /19/$$

приводит к инкременту усиления данной моды, имеющему простой вид:

$$\gamma = \frac{1}{16}\beta^2\omega_p .$$

Видно, что величина γ здесь в три раза меньше соответствующей величины для усиления той же моды при $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$ /см. [3]/.

При учете эффекта запаздывания, исключая скалярный потенциал ϕ из системы /17/-/18/, получаем следующую систему зацепляющихся уравнений для $A_y(\omega)$:

$$\Delta(\omega)A_y(\omega) = \frac{3}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{k^2c^2}[A_y(\omega+2\omega_0)+A_y(\omega-2\omega_0)] - \qquad /20/$$

$$-\frac{1}{4}\beta_c^2\omega_p^2[\frac{A_y(\omega)+A_y(\omega+2\omega_0)}{(\omega+\omega_0)^2-\omega_p^2}+\frac{A_y(\omega)+A_y(\omega-2\omega_0)}{(\omega-\omega_0)^2-\omega_p^2}],$$

которая описывает взаимодействие объемной поляритонной моды $\omega_\perp^2(\vec{k}) = c^2k^2+\omega_p^2$ при фиксированном значении k и плазменной моды ω_p под воздействием поля лазерного излучения. Рассмотрим подробнее две следующие резонансные ситуации:

а/ $\omega_0 \to \omega_\perp(\vec{k})$. В этом случае усилению фактически подлежит только поляритонная мода и дисперсионное уравнение имеет вид

$$\Delta(\omega)\Delta(\omega-2\omega_0) = [\frac{3}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{k^2c^2}+\frac{1}{4}\beta_c^2]^2-\frac{1}{4}\beta_c^4[\frac{2c^2k^2+\omega_p^2}{4c^2k^2+3\omega_p^2}]^2. \qquad /21/$$

Из анализа уравнения /21/ следует, что инкремент возрастания определяется по формуле

$$\gamma = \frac{c^2k^2}{4\omega_\perp^2(\vec{k})}\{[\frac{3}{8}\beta^2\frac{\omega_p^2}{k^2c^2}+\frac{1}{4}\beta_c^2]^2-\frac{1}{4}\beta_c^4[\frac{2c^2k^2+\omega_p^2}{4c^2k^2+3\omega_p^2}]^2\}^{1/2}. \qquad /22/$$

Заметим, что $\beta_c/\beta = c^*/c \ll 1$, поскольку $c^* \ll c$ /см. оценки в [1]/, так что вклад второго члена в фигурных скобках в /22/

незначителен. В длинноволновом пределе, $k \to 0$, γ стремится к виду

$$\gamma_{k\to 0} = \frac{3}{16}\beta^2\omega_p . \qquad /23/$$

Видно, что величина /23/, полученная при ориентации электрического поля $\vec{E}$ возбуждающейся волны параллельно полю $\vec{E}_0$ внешнего излучения, т.е. при $\vec{E} \parallel \vec{E}_0$, оказывается в три раза больше величины коэффициента усиления для той же моды при несколько отличной ориентации электрических полей: $E \perp \vec{E}_0 \perp \vec{k}$, полученной при помощи квантового формализма /ср. с формулой /20/ работы [4] при $q \to 0$ и пренебрежении кинетическим слагаемым, содержащим импульс Ферми p_F /.

б/ $\omega_0 \to \omega_\perp(k) + \omega_p$. Это случай усиления непотенциальных смешанных волн, рассмотренный для электронной плазмы с параболическим законом дисперсии энергии в рамках гидродинамического подхода в [5] и при использовании квантового формализма в [6]. Дисперсионное уравнение теперь имеет вид

$$\Delta(\omega)\epsilon_0(\omega-\omega_0) = -\frac{\omega_p^2}{(\omega-\omega_0)^2}[\frac{1}{4}\beta_c^2+\frac{3}{16}\beta^2\beta_c^2\frac{\omega_p^2}{k^2c^2\Delta(\omega-2\omega_0)}], \qquad /24/$$

а инкремент неустойчивости определяется по формуле

$$\gamma = \frac{eE_0k}{4m\omega_0}[\frac{\beta_0}{(1-\beta_0)}(1-\frac{3}{16}\beta^2\beta_0)]^{1/2}, \qquad /25/$$

где параметр $\beta_0 = \omega_p/\omega_0$ и удовлетворяет условию $\beta_0 \le 1/2$. Формула /25/ в точности совпадает с формулой /22/ работы [6], если не учитывать член с β^2, выражающий "кейновский" эффект.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенное в настоящей и предыдущей [2] работах исследование параметрического возбуждения поверхностных и некоторых случаев объемных волн, распространяющихся вдоль плоской поверхности раздела полупроводников с узкой запрещенной зоной, показывает, что непараболический "кейновский" механизм возбуждения оказывается решающим как для поверхностных, так и для объемных волн при достаточно слабом электрон-фононном взаимодействии в системе.

Для возбуждения поверхностных поляритонов /или продольных поверхностных плазменных волн при пренебрежении эффектом запаздывания кулоновского взаимодействия/ $\vec{k} \perp \vec{E}_0$ - геометрия оказывается выгоднее по сравнению с $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$ - геометрией. Иначе говоря, нормально падающая на плоскую поверхность раздела двух кейновских полупроводников монохроматическая лазерная волна с увеличивающейся интенсивностью будет прежде всего возбуждать поверхностные поляритоны, распространяющиеся в направлении, перпендикулярном вектору электрического поля внешней волны. Этот эффект обусловлен влиянием возбуждающейся при $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$ объемной плазменной волны, распространяющейся вдоль поверхности раздела. Предварительные численные оценки /см.[1] / показывают, что пороговые величины возбуждающего поля /порядка $\sim 10^4$ В·см$^{-1}$/ являются вполне реальными и могут быть достигнуты при помощи используемых в экспериментальной практике лазеров.

В связи с появлением в последнее время мощных источников нейтронов можно думать, что такие поверхностные квазичастицы, концентрации которых параметрически усилены рассмотренным образом, могут быть наблюдены в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов /см.[7]/. Такие эксперименты могли бы одновременно служить как косвенный способ изменения энергетического спектра нейтронов при помощи лазерного излучения /см., например,[8]/. Расчеты сечений рассеяния нейтронов на параметрически неравновесных поверхностных поляритонах будут проведены в последующих работах.

В заключение автор выражает признательность В.К.Федянину за интерес к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Во Хонг Ань, Нгуен Нгок Тхуан, Нгуен Ван Чонг. ФТП,1978,12, с.1261.
2. Во Хонг Ань. ОИЯИ, Р17-80411, Дубна, 1980.
3. Цинцадзе Н.Л., Паверман В.С. ФТТ, 1972, 14, с.3427.
4. Vo Hong Anh, Nguyen Nhu Dat. Phys.Stat.Sol./b/, 1978,86, p.585.
5. Montgomery D., Alexeff I. Phys.Fluids, 1966, 9, p.1362.
6. Vo Hong Anh, Nguyen Van Trong. Phys.Stat.Sol./b/, 1977, 83, p.395.
7. Броуде В.Л., Шека Е.Ф. Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 19-30 апреля 1978. ОИЯИ, Д3-11787, Дубна, 1978, с.50.
8. Кроо Н. Там же, с.163.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1980 года.