

М. Куркаров

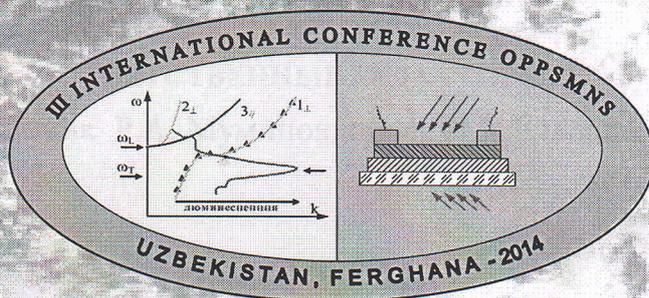
Министерство высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан
Академия наук Республики Узбекистан
Национальный университет Республики Узбекистан
Ферганский государственный университет
Ферганский политехнический институт



Ферганский
политехнический
институт

МАТЕРИАЛЫ

III Международной конференции по Оптическим и фотозлектрическим явлениям в полупроводниковых микро- и наноструктурах



14-15 ноября 2014 года

Фергана

Материалы III международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниковых микро- и наноструктурах». Фергана, 2014.

Материалы III международной конференции ОФЯПМНС содержат тезисы докладов, представленных её участниками, которые несут ответственность за грамматическое, научное и техническое оформление тезисов. Они в основном посвящены современным проблемам физики полупроводников, полупроводниковых микро- и наноструктур таких как, фотоэлектрические и оптические явления в низкоразмерных полупроводниковых структурах, включая фотонные кристаллы, прикладные вопросы фотоэлектрических явлений в полупроводниковых солнечных элементах и тонкопленочных структурах, экситоны в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах, взаимодействие излучения с поверхностью полупроводников, оптические проблемы квантовой криптографии с применением полупроводниковых структур. В них также отведено место материалам, посвященным новым направлениям и последним достижениям в физике полупроводников.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

доц. О. Х. Отакулов (председатель),
д.ф.-м.н., проф. Н. Х. Юлдашев (зам. председателя),
д.т.н., проф. А. М. Касымахунова, д.т.н. С. Ф. Эргашев,
д.ф.-м.н. Расулов А.М., доц. З. Хайдаров

ОТВЕТСТВЕННЫЕ РЕДАКТОРЫ:

академик Р.А. Муминов, проф. Н.Х.Юлдашев

РЕЦЕНЗЕНТЫ:

проф. Н.А. Султанов, проф. Р.Я. Расулов

Materials of the III International Conference "Optical and photoelectrical phenomena in semiconductive micro- and nanostructures".
Ferghana, 2014.

The Materials of the III International Conference OPPSMNS contains the theses of the reports, presented by their participants, which have the responsibility for the grammatical, scientific and technical preparation of the theses. They are basically dedicated to the modern problems of physics of the semiconductors, semiconductive micro- and nanostructures such as photoelectrical and optical phenomena in low-size semiconductive structure, including photon crystals, applied questions of photoelectrical phenomena in semiconductive solar elements and thin film structures, excitons in semiconductors and semiconductive nanostructures, interaction of the radiation with surface semiconductors, optical problems of the quantum cryptography with using the semiconductive structure. The materials devoted to the new directions and latest achievements in physics of the semiconductors have also taken place.

THE EDITORIAL BOARD:

docent. O. H. Otaqulov (the chairman),
prof. N. Kh. Yuldashev (the vice – chairman),
prof. A.M. Kasimaxunova, doc. S. F. Ergashev,
doc. A.M. Rasulov, docent Z. Khaydarov, ass. A.Sh. Nigmatullina

EDITORS:

Acad. R.A. Muminov, doc. N.Kh. Yuldashev

REVIEWERS:

doc. N.A. Sultanov, prof. R.Ya.Rasulov

THE CORRECTOR ON COPMPUTER GRAPHICS:

C. E. Yuldasheva.

Состав Международного программного комитета:

Председатель: Муминов Р.А. - академик, ФТИ АН РУз

Заместители председателя: Мамадолимов А.Т. – академик, НУ РУз
Расулов Р.Я., – д.ф.-м.н., проф. Фер ГУ
Эргашев С.Ф. – д.т.н., проф. Фер ПИ

Ученый секретарь: Юлдашев Н.Х. – д.ф.-м.н., проф. Фер ПИ

Члены комитета:

Вайткус Ю.Ю., академик НА Лит.Р	– НУ Лит.Р
Ивченко Е.Л., чл. кор. РАН	– СПб ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН
Раджабов Т.Д., академик АН РУз	– Таш УИТ РУз
Расулов У.Х., академик АН РУз	– ИИПЛТ АН РУз
Сайдов М.С., академик АН РУз	– ФТИ АН РУз
Тураев Н.Ю., академик АН РУз	– ИИПЛТ АН РУз
Атабоев И.Т., д.ф.-м.н., проф.	– ИМ АН РУз
Ашуров Х.Б., к.ф.-м.н.	– ИИПЛТ АН РУз
Джурахалов А.А., д.ф.-м.н., проф.	– Ант. Физ.-техн. Инст., Бельгия
Дирочка А.И., д.ф.-м.н., проф.	– ГУП НПО «ОРИОН», РФ
Клевков Ю.В., д.ф.-м.н., проф.	– ФИ РАН
Лутпуллаев С.Л., д.ф.-м.н., проф.	– НПО ФС АН РУз
Мелебаев Д., д.ф.-м.н., проф.	– ФМИ АН Туркм.
Мирсагатов Ш.А., д.ф.-м.н., проф.	– ФТИ АН РУз
Мустафаева С.Н., д.ф.-м.н., проф.	– ИФ НАН Азерб.
Рахимов Н.Р., д.т.н., проф.	– Сиб.Гос.Геод. Акад., РФ.
Селькин А.В., д.ф.-м.н., проф.	– СПб ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН
Трофимов Ю.В., д.ф.-м.н., проф.	– ИЭ НАН Бел.
Умаров Ф.Ф., д.ф.-м.н., проф.	– Каз.-Брит. ТУ, РКаз.
Фареник В.И., д.ф.-м.н., проф.	– НАН Укр.
Хаджи П.И., д.ф.-м.н., проф.	– НАН Молд.
Шамирзаев С.Х., д.ф.-м.н., проф.	– ФТИ АН РУз
Абдурахманов К.П., д.т.н., проф.	– Таш УИТ
Азаматов З.Т., д.ф.-м.н., проф.	– НУ РУз
Баходирхонов М., д.ф.-м.н., проф.	– Таш ГТУ РУз
Гулямов Г., д.ф.-м.н., проф.	– Нам ИПИ РУз
Зайнобидинов С., д.ф.-м.н., проф.	– Анд ГУ РУз
Умирзаков Б.Е., д.ф.-м.н., проф.	– Таш ГТУ РУз

Состав организационного комитета:

Председатель – Отакулов О.Х. - ректор Фер ПИ

Заместители председателя: Сулаймонов О. – проректор ФерПИ,
Хусанов Б.Э. – д.ф.-м.н., проректор НУ РУз.
Отажонов С.М. – д.ф.-м.н., проректор Фер ГУ,
Юлдашев Н.Х. – д.ф.-м.н., проф. Фер ПИ.

Ответственный секретарь: Хайдаров З. – зав. кафедрой физики ФерПИ

Члены комитета:

Назаров Н.	– хокимият Фер. обл.
Салижонов А.Т.	– ОАО «Фергана Азот»
Захидов Э.А., д.ф.-м.н., проф.	– ИИПЛТ АН РУз
Каримов М.В., д.ф.-м.н., проф.	– ИЯФ АН РУз
Каримов А.М., д.ф.-м.н., проф.	– ФТИ АН РУз
Керими М.Б., д.ф.-м.н., проф.	– ФМИ АН Туркм.
Нуриддинов И., д.ф.-м.н., проф.	– ИЯФ АН РУз
Рахимов Р.Х., д.т.н., проф.	– ИМ АН РУз
Алиев Р., д.ф.-м.н., проф.	– Анд ГУ РУз
Власов С. И., д.ф.-м.н., проф.	– НУ РУз
Жумабоев А. д.ф.-м.н., проф.	– Сам ГУ РУз
Жураев Т. т.ф.н. доц.	– Бух ГУ РУз
Кутлиев У., д.ф.-м.н.	– Ургенч. ГУ РУз
Нормуродов М.Т., д.ф.-м.н., проф.	– Карш. ГУ РУз
Расулов А.М., д.ф.-м.н.	– Анд ГУ РУз
Тагаев М., д.ф.-м.н.	– КК ГУ РУз
Тураев Э.Т., д.ф.-м.н., проф.	– Терм ГУ РУз
Гайбуллаев С.Ф., к.ф.-м.н., доц.	– Нам ГУ РУз
Онаркулов К., д.ф.-м.н., проф.	– Фер ГУ РУз
Эшчанов Б. Х., к.ф.-м.н., доц.	– НУ РУз
Касымохунова А.М., д.ф.-м.н., проф.	– Фер ПИ РУз

Султанов Н.А., д.ф-м.н., проф.	- Фер ПИ РУз
Усмонов А.А., к.э.н., доц.	- Фер ПИ РУз
Юнусалиев Э.М., к.т.н., доц.	- Фер ПИ РУз
Дадажонов Б.А.	- Фер ПИ РУз
Салимов А.	- Фер ПИ РУз

На конференцию представлены доклады по следующим направлениям физики полупроводников:

- A.** Оптические явления в квантово-размерных полупроводниковых структурах, включая фотонно-кристаллические системы;
- B.** Экситоны в полупроводниковых микро - и наноструктурах;
- C.** Прикладные вопросы фотоэлектрических явлений в полупроводниковых солнечных элементах и тонкопленочных структурах;
- D.** Взаимодействие излучения с поверхностью полупроводников;
- E.** Оптические проблемы квантовой криптографии с применением полупроводниковых структур;
- F.** Новые направления и последние достижения в физике полупроводников.

С.Я. Габуев, Б.Б. Ахмедов, М. Кучкорова, И.Р. Рагулова, М. Манатова

Ферганский Г.К. Физика, fergana@rambler.ru

Theoretically analyzed the optical transitions between the conduction band and valence band. In the dipole approximation to calculate the temperature and frequency dependence of the current drag effect of electrons by photons. The momentum of a photon is taken into account only in the delta function.

В настоящей работе как теоретически, так и экспериментально более подробно изучено поглощение света в полупроводниках с размерно-квантованными зонами, обусловленное межзонаными оптическими переходами между размерно квантованными подзонами зоны проводимости и валентной зоны, а внутрizonному поглощению, связанному с оптическими переходами между размерно квантованными состояниями подзон легких и тяжелых дырок, посвящено сравнительно мало работ. Этому вопросу и посвящено данное сообщение.

Ниже рассмотрено поглощение света полупроводниковой размерно-квантованной яме, охватывающее как с оптическими переходами между легкими и тяжелыми дырок, так и между размерно квантованными подзонами, обусловленное прямыми оптическими переходами. Для того, чтобы выяснить основные черты поглощения света, рассмотрим простейший (изотропный) случай охватывающий сферой симметричной ямы. Учтем, что в квантовой яме появляется дополнительный механизм внутрizonного поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между подзонами, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в графиках поглощения света нужно в формуле для коэффициента поглощения в объемных кристаллах учесть частотное заполнение состояний. Тогда для симметричной квантовой ямы выражение для коэффициента однофотонного поглощения света в размерно квантованной яме с шаровой ямы можно написать в виде

$$\chi^{(1)} = \frac{2\pi\omega}{V} \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} M_{\vec{k}, \vec{k}'}^{(1)} \left(\delta_{\vec{k}, \vec{k}'} \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} - \delta_{\vec{k}, -\vec{k}'} \delta_{\vec{k}, -\vec{k}'} \right) \quad (1)$$

где $\delta_{\vec{k}, \vec{k}'} = \frac{E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}'}}{E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}'}} M_{\vec{k}, \vec{k}'}^{(1)}$ - матричный элемент однофотонного оптического



(или кратко f) в виде зеркального рассеяния (когда сохраняются касательные к поверхности компоненты импульса) и диффузного (полностью изотропного) рассеяния. При этом требуется отсутствие нормального к поверхности потока электронов и, в силу уравнения непрерывности, эти требования должны выполняться в произвольной точке поверхности.

Показано, что взаимная компенсация потоков электронов, движущихся к поверхности и от нее, в полупроводниках с анизотропным спектром как при зеркальном отражении, так и диффузном рассеянии связана с пространственным изменением функции распределения и созданием нормального электрического поля.

Отметим, что ток ПФГЭ состоит из двух слагаемых: зависящих и не зависящих от \vec{q} , которые описывают токи линейного (или циркулярного) фотогальванического эффекта и эффекта увлечения фотонами. Из качественного анализа последних соотношений видно, что эти фототоки отличаются друг от друга как по спектральной и температурной зависимостям, так и по зависимости от степени поляризации, а также от геометрии опыта обнаружения рассматриваемых эффектов.

С12. К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ РАЗМЕРНО КВАНТОВАННОЙ СТРУКТУРЕ

Р.Я. Расулов, Б.Б. Ахмедов, М. Кучкаров, В.Р. Расулова, М. Мамадова

Ферганский ГУ, г. Фергана. r_rasulov51@mail.ru

Theoretically analyzed the optical transitions between the conduction band and valence band. In the dipole approximation to calculate the temperature and frequency dependence of the current drag effect of electrons by phonons. The momentum of a photon is taken into account only in the delta function.

В настоящее время как теоретически, так и экспериментально более подробно изучено поглощение света в полупроводниках с размерно-квантованными ямами, обусловленное междузонными оптическими переходами между размерно квантованными подзонами зоны проводимости и валентной зоны, а внутризонному поглощению, связанному с оптическими переходами между размерно квантованными состояниями подзон легких и тяжелых дырок, посвящено сравнительно мало работ. Этому вопросу и посвящено данное сообщение.

Ниже рассмотрено поглощение света полупроводниковой размерно-квантованной яме, связанное как с оптическими переходами между ветвями легких и тяжелых дырок, так и между размерно квантованными подзонами, обусловленное прямыми оптическими переходами. Для того, чтобы выяснить основные черты поглощения света, рассмотрим простейший (изотропный) случай бесконечно глубокой симметричной ямы. Учтем, что в квантовой яме появляется дополнительный механизм внутризонного поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами свободных носителей между подзонами, которые формируются за счет размерного квантования. При расчете вклада этих переходов в коэффициент поглощения света нужно в формуле для коэффициента поглощения в объемных кристаллах учесть частичное заполнение состояний. Тогда для симметричной квантовой ямы выражение для коэффициента однофотонного поглощения света в размерно квантованной яме с шириной a можно написать в виде

$$K^{(1)} = \frac{2\pi\omega}{I} \sum_{\substack{\vec{k}_i, m, m' \\ l, l', v, v'}} |M_{l'm'v',lmv}^{(1)}|^2 \Delta_{l'l'} \delta(E_{l'v'\vec{k}_i} - \hbar\omega - E_{lv\vec{k}_i}) \quad (1)$$

где $\Delta_{l'l'} = \frac{f_{lv\vec{k}_i}^{(0)} - f_{l'v'\vec{k}_i}^{(0)}}{[1 + 4\hbar^{-2} T_l T_{l'} |M_{l'v'm',lmv}^{(1)}|^{1/2}]}$, $M_{l'v'm',lmv}^{(1)}$ - матричный элемент однофотонного оптического

Секция С. ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ...

перехода $|l'v'm'\rangle \rightarrow |lvm\rangle$, T_l - время выхода из резонансной области дырок ветви l' , $E_{\ln \bar{k}_\perp}$ - энергетический спектр, $f_{\ln \bar{k}_\perp}^{(0)}$ - равновесная функция распределения дырок (с учетом размерного квантования), δ - функция описывает закон сохранения энергии, k_\perp - двумерный волновой вектор дырок². Здесь учли, что состояния носителей тока размерно квантованы по оси z , а по остальным направлениям они остаются блоховскими.

В приближении $k_\perp a \ll \sqrt{\pi m}$ применимо описание в рамках эффективных масс энергетический спектр дырок можно представить в виде $E_{\ln \bar{k}_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_l^{(n)} a^2} + \varepsilon_l n^2$, где

$$\varepsilon_l = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_l a^2}, \quad n=1,2,3,\dots, \quad \tilde{\beta}^2 = \frac{m_{lh}}{m_{hh}}, \quad \frac{1}{m_l^{(n)}} = \frac{1}{m_l} \left[1 + \frac{3\tilde{\beta} \cos(\pi n \tilde{\beta}) - (-1)^n}{\pi v \sin(\pi n \tilde{\beta})} \right]$$

- эффективная масса легких дырок ($l=lh$) в полупроводниковой квантовой яме. Эффективная масса для тяжелых дырок ($l=hh$) получается из последнего соотношения заменой в ней $\tilde{\beta}$ на $1/\tilde{\beta}$ и m_{lh} на m_{hh} , где m_{lh} (m_{hh}) - объемная эффективная масса легких (тяжелых) дырок.

В дальнейшем учитываем, что энергетический спектр $E_{\bar{k}}$ вблизи точки вырождения зон описывается гамильтонианом Латтинжера, тогда выражение для матричного элемента скорости можно представить, как

$$\bar{e}\bar{v} = \frac{1}{\hbar} \bar{e}\bar{v}_{\bar{k}} \cdot \mathbf{H} = Q_{\alpha\beta} e_\alpha k_\beta, \quad (2)$$

где $Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{\hbar m_0} \left\{ \left(\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 \right) - 2\gamma J_\alpha^2 \right) \delta_{\alpha\beta} - (1 - \delta_{\alpha\beta}) 2\gamma [J_\alpha J_\beta] \right\}$, m_0 - масса свободного электрона, $\gamma = (2\gamma_2 + 3\gamma_3)/5$, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ - параметры Латтинжера, J_α ($\alpha=x,y,z$) - матрицы (с размерностью 4x4), соответствующие моменту 3/2, $\bar{p} = m_0 \bar{v}$ - оператор импульса.

При низкой температуре функция распределения описывается $\Theta(E - E_F)$ функцией (E_F - химический потенциал дырок), где не учтена зависимость

$$e^{\frac{E_F}{k_B T}} = \sum_{l=lh, hh; n=1,2,3} \frac{\hbar^2 p}{k_B T m_l^{(n)}} \exp \left[-\frac{\varepsilon_l}{k_B T} n^2 \right],$$

p - двумерная концентрация дырок. В этом случае спектр межподзонного поглощения представляет собой набор относительно узких пиков, соответствующих переходам $hl \rightarrow hn, \ln$ (см., например, рис.1). Каждый из пиков ограничен областью энергий $\hbar\omega$ между $E_h^{(v)} - E_h^{(l)}$ (или $E_l^{(v)} - E_l^{(l)}$) и $E_h^{(v)}(k_F) - E_F$ (или $E_l^{(v)}(k_F) - E_F$), где $\hbar k_F$ - квазиимпульс Ферми.

В общем случае коэффициент поглощения света в структурах $p-GaAs/AlGaAs$ с квантовой ямой с бесконечно высокими барьерами будем определять с помощью формул (1-8) и выражения для симметричной волновой функции³

$$\Psi_s = N \exp[i(k_x x + k_y y)] \begin{bmatrix} C(z) \\ i\sqrt{3}W_+ o_+ S(z) \\ -\sqrt{3}W_+ o_+^2 C(z) \\ i\eta o_+^3 S(z) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

¹ Слагаемое, пропорциональное величине T_l , описывает вклад эффекта Раби [10] в рассматриваемое явление, который здесь не учтен.

Этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

² Ради простоты, в дальнейшем, не будем учитывать влияние размерного квантования на величину T_l и вклад эффекта Раби на коэффициент поглощения света. Так можно поступить в области малых интенсивностей. Учет этих вкладов требует отдельного рассмотрения.

³ Антисимметричная волновая функция можно получить из (5), применяя к ней последовательно операции инверсии координат и времени.

где $o_{\pm} = \frac{k_x \pm ik_y}{k_{\perp} \sqrt{2}}$, $C(z) = \cos(q_{h,l}z) - \frac{c_h}{c_l} \cos q_l z$, $c_{h,l} = \cos q_{h,l}$, $S(z) = \sin(q_{h,l}z) - \frac{s_h}{s_l} \sin q_l z$,

$s_{h,l} = \sin q_{h,l}$, $\eta = \sqrt{\frac{W_+(W_+ - 1)}{W_-(1 - W_-)}}$, $N = [(1 + 3W_+^2)\Re_{cc} + (1 + 3W_-^2)\Re_{ss}]$ - нормировочный множитель,

$\Re_{cc} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} C^2(z) dz$, $\Re_{ss} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} S^2(z) dz$, $q_{h,l} = \frac{k_{2,1} a}{2\pi}$ - величины, определяемые как решения

секулярного уравнения, с помощью которого можно определить энергетическую зонную структуру квантовой ямы, ось z выбрана в единице a остальные обозначения общеизвестные. Тогда при $\vec{e}_{\perp} \perp z$ коэффициент поглощения линейно поляризованного излучения будет определяться выражением:

$$K = \sum_{l=hh, hh; v=1,2,3, cn_{\omega} a S} \frac{8\pi^2 e^2}{cn_{\omega} a S} \left[|\vec{e}_{\perp} \vec{v}_{\perp}|_{l,v;r,v'} \right]^2 (f_{l,v} - f_{r,v'}) \delta[E_{l,v}(\vec{k}_{\perp}) - E_{r,v}(\vec{k}_{\perp}) - \hbar\omega] \quad (4)$$

$$|\vec{e}_{\perp} \vec{v}_{\perp}|_{l,v;r,v'} = \frac{2B}{\hbar} k \left\{ \begin{aligned} & e_+ o_- \left[\Re_{cc}^{v'v} (1 - 3W_+^{(v)}) + \eta^{(v)} \eta^{(v')} \Re_{ss}^{v'v} (1 - 3W_-^{(v)}) + 3\eta^{(v)} \Re_{sc}^{v'v} \frac{1}{k} (W_+^{(v)} - W_-^{(v)}) \right] + \\ & e_- o_+ \left[\Re_{cc}^{v'v} (1 - 3W_+^{(v)}) + \eta^{(v)} \eta^{(v')} \Re_{ss}^{v'v} (1 - 3W_-^{(v)}) - 3\eta^{(v')} \Re_{sc}^{v'v} \frac{1}{k} (W_+^{(v)} - W_-^{(v)}) \right] \end{aligned} \right\} N^{(v)} N^{(v')}$$

где $\Re_{LQ}^{v'v} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{+a/2} Q^{(v)}(z) L^{(v)}(z) dz$, $L^{(v)}(z)$ и $Q^{(v)}(z)$ один из выражений $C^{(v)}(z) \equiv C(z)|_{q_{h,l}=q_{h,l}^{(v)}}$ или

$S^{(v)}(z) \equiv S(z)|_{q_{h,l}=q_{h,l}^{(v)}}$, $q_{h,l}^{(v)} = q_{h,l}(E \rightarrow E^{(v)})$. На рис.2 представлена частотная зависимость

коэффициент поглощения, обусловленного переходами между подзонами размерного квантования дырок в $p-GaAs$ и рассчитанного на ЭВМ по формуле (10) с учетом (11) при $T=78$ К, $p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из рис.2 видно, что при повышении температуры до $T=200$ К высота пиков, в зависимости от частоты света, уменьшается в несколько раз, а областях между ними коэффициент поглощения света становится отличным от нуля. в отличие от второго и последующих пиков, которые сильно уширяются, у первого пика ($h1 \rightarrow h2$) как длинноволновый, так и коротковолновый край остается резким. При $p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и дырочных масс $m_{hh} = 0,51m_0$, $m_{lh} = 0,082m_0$ в объемном полупроводнике и ширины ямы $a = 200 \text{ \AA}$ центру первого пика поглощения в поляризации $\vec{e}_{\perp} \perp z$ отвечает энергия $\hbar\omega = 5 \text{ мэВ}$, а ширина пика $\approx 1 \text{ мэВ}$.

Далее исследован эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в бесконечно глубокой квантовой яме, где рассмотрены дипольные междузонные оптические переходы при наклонном к стенке ямы (xu) падении света с вектором поляризации, направленной по оси x (s -поляризации). Тогда разрешены оптические переходы между состояниями одинаковой четности. Оптические переходы между состояниями различной четности будут разрешены в том случае, если вектор поляризации света направлен по оси размерного квантования.

Отметим здесь, что при расчете фототока матричный элемент оптического перехода между валентной зоной и зоной проводимости выбран в дипольном приближении (с учетом волнового вектора фотона) и учтен g -фактор дырок, а J_{α} - матрицы углового момента выбраны в базисе Латтинжера-Кона.

Получено выражение для коэффициента поглощения линейно поляризованного света с s -поляризацией, соответствующего оптическим переходам между симметричными и антисимметричными размерно-квантованными состояниями зоны проводимости и валентной зоны, где пренебрегали вклады индуцированных оптических переходов из зоны

проводимости в валентную зону. Показано, что ток увлечения, обусловленный оптическими переходами между размерно-квантованными состояниями подзон легких и тяжелых дырок валентной зоны полупроводника определяется коэффициентом поглощения света и двумерным волновым вектором, определяемым законом сохранения энергии

$$k_{\perp}^{(0)} = \mu_1 \hbar^{-2} \left[\hbar \omega - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_l L^2} \left(n^2 - \frac{m_l}{m_h} n^2 \right) \right]^{1/2}, \text{ где } \mu_1^{-1} = m_l^{(n\odot)^{-1}} - m_h^{(n)^{-1}}, \quad m_l^{(n)} (m_h^{(n)}) - \text{эффективная масса}$$

дырок ветви l , n' , n - номера размерного квантования.

При расчетах тока ЭУФ, простоты ради, сначала можно предположить, что вероятности оптических переходов зависят от импульса фотона лишь за счет его учета в законах сохранения энергии и импульса. При этом пренебрегается зависимость квадрата матричного элемента оптических переходов от волнового вектора фотона и не учтен вклад в составной матричный элемент взаимодействия магнитного поля световой волны с угловым моментом электронов (дырок), которые являются предметом отдельного исследования.

А также в размерно-квантованной структуре: а) в том случае когда де-Бройловское движение носителей тока происходит в плоскости, перпендикулярной к оси размерного квантования, тогда их энергетический спектр имеет сложный вид; б) в силу того, что характеризующая движению носители тока волновая функция в размерно-квантованной структуре не будет обладать центральной симметрией, у системы носителей тока появляется электрический момент \vec{P} , благодаря чему, система будучи помещенным в электрическое поле электромагнитной волны приобретает дополнительную энергию, пропорциональную $\vec{P} \vec{E}$, где \vec{E} - напряжении электрического поля электромагнитной волны. Естественно эта энергия зависит от угла между векторами \vec{P} и \vec{E} ; в) образование квантовой ямы в структуре приводит, во-первых, к изменению симметрии системы, например, центральная симметрия заменяется аксиальной, а во-вторых изменяется вид потенциальной энергии носителей тока. В связи с этим изменяется эффективный гамильтониан носители тока и поэтому изменяется спектр волновые функции носители тока; д) асимметричная квантовая яма не инвариантна относительно зеркального отражения в плоскости, происходящей через центр ямы. Поэтому снимается вырождение, возникающее за счет изменения структуры, в симметричной размерно-квантованной полупроводниковой структуре: е) количественное вычисление энергетического спектра носители тока в близи центра зоны Бриллюэна можно произвести приближенно в случае, когда относительное изменение энергетического спектра в пространстве волновых векторов мало по сравнению с расстоянием между соседними размерно-квантованными энергетическими состояниями.

С13. СДВИГОВЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА РЕЗОНАНСНОГО НАСЫЩЕНИЯ

Б.Мамадалиев, И.М.Коканбаев, В.Р.Расулов, Р.Я.Расулов, И.Эшболтаев

Ферганский госуниверситет, г.Фергана, r_rasulov51@mail.ru

The quantitative theory of photon and phonon mechanisms of shift linear photovoltaic effect in semiconductors is built at a one photon absorption of light, where the contribution of resonant saturation effect of direct optical transitions is taken into account.

Под поляризационным фотогальваническим эффектом (ФГЭ) в широком смысле понимается возникновение стационарного фототока (или фотоэдс) в однородных образцах при однородном стационарном освещении. Экспериментально фотогальванический эффект был исследован в полупроводниках Te , $n\text{-GaP}$, $p\text{-GaAs}$ при освещении линейно поляризованным светом в области частот ниже края фундаментального поглощения. Естественно при этих условиях этот эффект, который назван, в дальнейшем как линейный Материалы III Международной конференции «Оптические и фотоэлектрические явления ...», Фергана-2014