

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

МИНИМИЗАЦИЯ ВРЕМЕННЫХ ОШИБОК В БОК УСТРОЙСТВАХ

А.В.Гордеева, А.Л.Панкратов

Институт Физики Микроструктур РАН

Исследование флуктуационных характеристик джозефсоновских контактов (ДК) и устройств на их основе является очень важным по причине использования таких контактов в качестве логических элементов. Наличие флуктуаций приводит, например, к конечному времени жизни единицы информации, записанной в джозефсоновскую ячейку памяти, к случайным срабатываниям логических элементов и к разбросу времени прихода сигналов по джозефсоновским линиям передачи см., например, [1,2]. Основным элементом устройств быстрой одноквантовой логики (БОК устройств) является балансный компаратор, состоящий из двух последовательно включенных ДК. В зависимости от величины и знака постоянного тока, протекающего через переходы, в результате прихода одиночного тактового импульса (такого, что сумма всех токов, протекающих через контакт, больше критического) генерируется новый импульс первым или вторым контактом.

В данной работе исследованы среднее и среднеквадратическое отклонение времени переключения ДК с малой емкостью, находящегося под воздействием постоянного тока и одноквантового импульса. Проведенный анализ позволяет найти оптимальную величину тока смещения контакта, задающего тактовые импульсы, минимизирующую индуцированные шумом ошибки переключения.

Известно, что точечный ДК с малой емкостью, через который протекает ток i , при наличии флуктуаций тока хорошо описывается уравнением Ланжевена:

$$\omega_c^{-1} \frac{d\varphi(t)}{dt} = -\frac{dU(\varphi)}{d\varphi} - i_F(t), \quad (1)$$

где $u(\varphi) = 1 - \cos(\varphi) - i(t)\varphi$ - безразмерный потенциальный профиль, φ - разность фаз параметра порядка на противоположных сторонах контакта, $i(t) = i_0 + f(t)$, $i_F(t)$ - случайный ток, ω_c - характеристическая частота ДК. Если учитывать только тепловые флуктуации, i_F может быть представлен в виде белого гауссовского шума: $\langle i_F(t) \rangle = 0$, $\langle i_F(t) i_F(t+\tau) \rangle = (2\gamma/\omega_c) \delta(\tau)$, где γ - безразмерная интенсивность флуктуаций.

В начальный момент времени ток, текущий через контакт, меньше критического, $i_0 < 1$. Одноквантовый импульс, приходящий с тактового генератора (которым служит еще один ДК, находящийся в режиме генерации с током смещения $a > 1$), переключает контакт в резистивное состояние, что приводит к возникновению нового одноквантового импульса. На вставке к рис. 1 изображен вид импульсов тока $i(t) = i_0 + f(t)$ для случая одинакового максимального значения

полного тока $i(t)=2.9$. Этот импульс возникнет не мгновенно, а через некоторое время, называемое временем переключения. Поскольку из-за шумов момент возникновения импульса случаен, исследуем среднее время переключения (СВП) τ и его среднеквадратическое отклонение (СО) σ . По определению [3,4], первый и второй моменты времени переключения имеют вид:

$$\tau = \langle t \rangle = \int_0^{\infty} t w(t) dt, \quad \tau_2 = \langle t^2 \rangle = \int_0^{\infty} t^2 w(t) dt, \quad \sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2},$$

где $w(t) = \partial P(t) / \partial t$, $P(t)$ - вероятность нахождения φ в интервале от $-\pi$ до π .

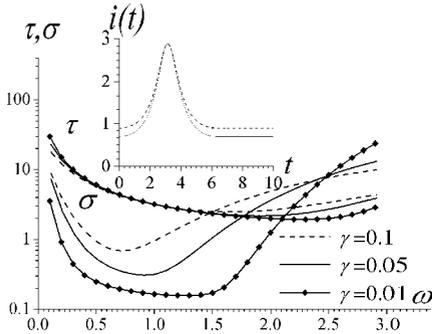


Рис.1

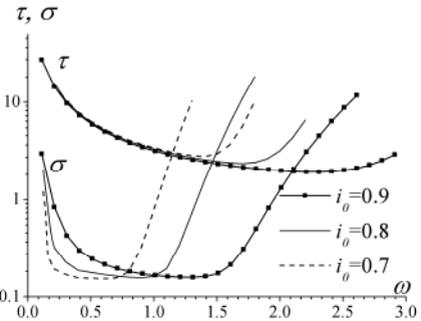


Рис.2

На рис. 1 представлены зависимости СВП и СО от частоты тактового импульса ω (отметим, что частота тактового импульса имеет следующую зависимость от тока смещения: $\omega = (a^2 - 1)^{1/2}$) при разных интенсивностях шума для $i_0 = 0.9$, $A = 1$ (A – амплитуда тактового импульса). Видно, что и τ и σ имеют минимумы как функции ω , при этом минимум τ сдвинут в сторону больших частот ω и является более широким и пологим, чем минимум σ . Очевидно, что для интенсивности шума $\gamma = 0.05$ наиболее оптимальной является область ω в окрестности 0.8-1.0, поскольку при этом достигается минимум σ , а СВП близко к минимуму и не зависит от интенсивности шума (кривые τ для $\gamma = 0.1 - 0.05$ при $\omega = 1.0$ совпадают).

На рис. 2 представлены зависимости СВП и СО от частоты генерации при разных значениях тока смещения i_0 и амплитуды сигнала A , но при одинаковом максимальном токе $i_0 + 2A = 2.9$: при большем токе смещения i_0 переключение происходит более быстро и менее случайно, т.е. минимум σ глубже и шире для $i_0 = 0.9$, $A = 1$, чем для $i_0 = 0.8$, $A = 1.05$. Нужно заметить, что минимальное значение СО не зависит от тока смещения, а определяется лишь интенсивностью шума.

Как следует из проведенного анализа, при данной интенсивности шума, выбором оптимального значения тока смещения тактующего генератора, может быть минимизировано как время срабатывания устройств быстрой одноквантовой логики, так и индуцированные шумом ошибки переключения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (03-02-16533), ИНТАС (проект 01-0367), МНТЦ (проект 2445) и Российского Фонда Поддержки Науки.

- [1] Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов.-М.: Наука, 1985.
- [2] Bunyk P., Likharev K., and Zinoviev D. //Int. J. High Speed Electron. Syst. 2001. V.11. P. 257.
- [3] Malakhov A. N., and Pankratov A. L. //Adv. Chem. Phys. 2002. V.121. P. 357.
- [4] Pankratov A. L., and Spagnolo B. //Phys. Rev. Lett. 2004. V.93. P. 177001.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ВАКУУМНООСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК БИС-ФТАЛОЦИАНИНА ЭРБИЯ

Е.Е.Кузин, Г.Л.Пахомов, А.В.Мурель

Институт физики микроструктур РАН.

С тех пор, как бис-фталочианины редкоземельных элементов (Pc_2P_3) были впервые синтезированы и охарактеризованы в 1960-х, стали известны их отличия от традиционных (моно-) металлофталочианинов (MetPc), как в молекулярных (например редокс потенциалы, оптическое поглощение) так и в фазовых (проводимость, кристаллическая структура) свойствах [1-2]. В частности, у Pc_2P_3 есть широкая полоса поглощения средней интенсивности в ближнем ИК диапазоне, ок. 1.3-1.5 мкм, где у MPc нет заметного поглощения. Такие спектральные особенности могут иметь практическое значение, т.к. совпадают с длинами волн оптоволоконных линий связи. Тем временем, типичные для MetPc полосы в УФ/видимой областях (например, Сорэ или Q), соответствующие электронным переходам Pc кольца, также присутствуют и в спектрах Pc_2P_3 . И хотя электрические процессы в твердотельных Pc_2P_3 хорошо изучены, в литературе практически нет данных по возможностям применения этих материалов в оптоэлектронных устройствах. В данной работе кратко рассмотрен фотоотклик в тонкопленочных структурах на основе бис-фталочианина эрбия, Pc_2Er в ближней ИК области.

Pc_2Er был синтезирован и очищен как описывалось ранее [3]. Тонкие поликристаллические пленки были получены методом термического испарения в вакууме на различные подложки. Образцы были охарактеризованы методами рентгеновской дифракции, атомно-силовой микроскопии, УФ/видимой/БИК и фурье-ИК-спектроскопии для определения реальной структуры материала. Для фотоэлектрических измерений использовались планарные ячейки с точечными или встречно-штырьевыми контактами, а также сэндвичевые структуры типа "стекло/ITO/ Pc_2Er /Металл".

Как показали наши предварительные эксперименты, освещение образцов Pc_2Er немонаохроматичным светом не вызывает заметного увеличения фототока, что нетипично в ряду MetPc. Тем не менее, исключительная стабильность электрического сигнала, в отличие от высокоомных MetPc, позволяет фиксировать незначительные изменения проводимости и слабого (и медленного) фотоотклика, при использовании более мощного источника света.

Можно сделать два предположения в силу такого слабого эффекта. Первое, концентрация основных носителей заряда (дырок [1]) в Pc_2Er слишком велика и вклад фотогенерированных пренебрежимо мал. Второе, фотоны, поглощенные

молекулами Pc_2Er не дают прямого вклада в фототок. Вероятно, в следствие особенности молекулярной упаковки Pc_2Er , образовавшиеся возбужденные состояния используют другие пути безизлучательной релаксации чем те, которые приводят к появлению новых (или высвобождению) носителей. Это могут быть внутримолекулярные (напр., колебательная релаксация) или межмолекулярные (экситон-фононное рассеяние) процессы. В любом случае, будет доминировать оптотермическая конверсия.

В образцах, содержащих только слой Pc_2Er , не удалось обнаружить заметный отклик фототока при постоянном приложенном напряжении. Поэтому нами были предложены двухкомпонентные молекулярные слои, в которых активные Pc_2Er молекулы встроены в соответствующую матрицу. Как известно, различные $MetPc$ могут образовывать смешанные фазы при ко-сублимации в вакууме [4]. По ряду причин, в качестве матрицы был выбран безметалльный фталоцианин. Как показывают оптические спектры, в такой двухкомпонентной системе, на фоне основного поглощения матрицы H_2Pc сохраняются полосы типичные для Pc_2Er , и в частности, в ближней ИК области.

Относительный фототок при постоянном смещении трех пленок: пленка Pc_2Er , сосажденная Pc_2Er/PcH_2 и пленка PcH_2 , в БИК области представлен на рис. 1. В противоположность однокомпонентным пленкам, полезный сигнал был обнаружен в сосажденной двухкомпонентной структуре. Предположительно, низкоэнергетичные фотовозбужденные состояния молекул Pc_2Er могут передаваться и транспортироваться более высокоомной матрицей PcH_2 , что ведет к появлению фотостимулированного тока в слое.

Проводятся дальнейшие исследования по более детальному изучению фазовой структуры и концентрации молекул Pc_2Er в матрице PcH_2 .

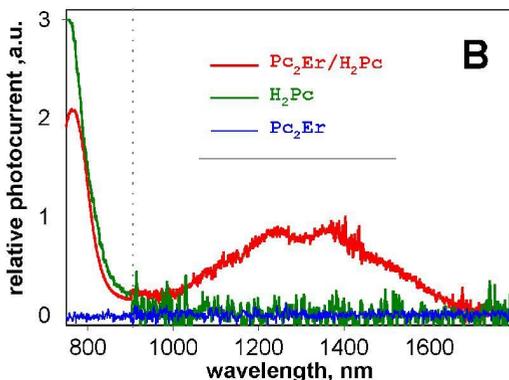


Рис. 1

- [1] Simon J., Bassoul P. Design of Molecular Materials: Supramolecular engineering.- NY: Wiley, 2000, Ch.6: p. 196.
 [2] Москалев П.Н., Кирин И.С. //Журнал Неорг. Химии. 1970. Т.XV. С. 13.

- [3] Кулинич В.П. и др. //Координ. Химия. 1994. Т.20. С. 866.
[4] Silver J., Ahmed M.T., Billingham J., Littler J. //IEEE Proc. Circ. Dev. Sys. 1997. V.144

ЭФФЕКТЫ ВОЗГОРАНИЯ И ТУШЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ ЭРБИЯ В КРЕМНИЕВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

А.В.Лютов

Нижегородский госуниверситет

В.Б.Шамагин

Институт физики микроструктур РАН

При переходе иона эрбия из первого возбужденного состояния $^4I_{13/2}$ в основное $^4I_{15/2}$ происходит излучение на длине волны 1,54 мкм. Для наблюдения люминесценции эрбия используются светоизлучающие диодные структуры на основе Si:Er. Эффектом возгорания люминесценции называется увеличение ее интенсивности при увеличении температуры и неизменных прочих условиях, а эффектом тушения, соответственно, уменьшение. На сегодняшний день дано два различных объяснения явления возгорания электролюминесценции (ЭЛ) ионов эрбия в кремниевых диодах. В работе [1] его связывают с перезарядкой глубоких уровней в запрещенной зоне кремния и изменением при этом ширины области пространственного заряда (ОПЗ). В работе [2] явление возгорания ЭЛ объясняют возбуждением ионов эрбия во второе возбужденное состояние при межзонной оже-рекомбинации электронов и дырок, резонансно усиливающимся при температурном сужении ширины запрещенной зоны кремния. На наш взгляд, предложенные модели не объясняют всех имеющихся экспериментальных данных.

Для подавления процессов безызлучательной релаксации ионов эрбия на свободных электронах диоды работают в режиме пробоя p-n перехода: туннельном или лавинном. Реализуется также смешанный механизм пробоя, когда туннельная и лавинная компоненты тока близки по величине. В настоящее время общепринятым способом определения механизма пробоя диода является сравнение напряжений пробоя при комнатной температуре и при температуре жидкого азота [3]. Этот метод подразумевает неизменность механизма пробоя, однако нельзя исключить влияние на него изменения температуры. В связи с этим, более точным методом определения механизма пробоя p-n перехода и его температурной трансформации нам представляется способ наблюдения за изменением величины производной dU_b/dT на графике зависимости напряжения пробоя от температуры. Для туннельного пробоя $dU_b/dT < 0$, для лавинного - $dU_b/dT > 0$. Экспериментально установлено, что при изменении температуры происходит трансформация типа пробоя (рис. 1): с увеличением температуры в токе пробоя увеличивается туннельная компонента и уменьшается лавинная.

В работе [4] было показано, что максимальные интенсивность и эффективность возбуждения ЭЛ ионов эрбия при комнатной температуре достигаются в диодных структурах, работающих в режиме смешанного пробоя. В то время как структуры, работающие в режимах ярко выраженного туннельного или лавинного пробоя,

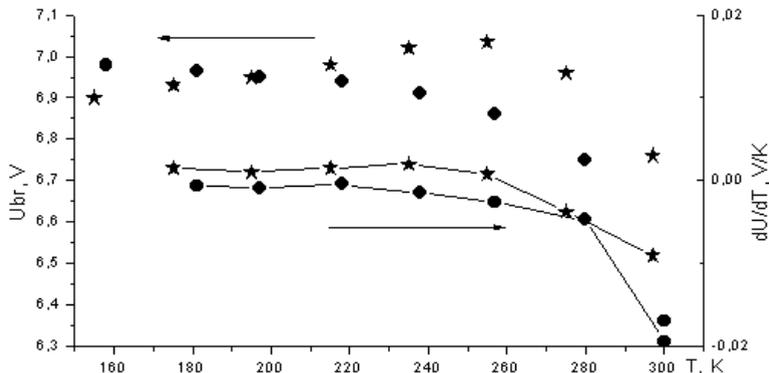


Рис. 1

характеризуются низкой интенсивностью ЭЛ.

Мы считаем, что механизм пробоя и его трансформация при изменении температуры оказывают решающее влияние на наблюдаемые эффекты тушения и возгорания ЭЛ в светодиодах на основе Si:Er. Если при низкой температуре диод работает в режиме смешанного пробоя, то при увеличении температуры будет происходить смещение в область туннельного пробоя и наблюдаться тушение электролюминесценции, а если при низкой температуре был выраженный лавинный пробой, то с ее увеличением происходит нарастание туннельной компоненты в токе пробоя, и если механизм пробоя переходит в смешанный, то наблюдается возгорание люминесценции. В настоящее время мы получаем экспериментальные факты для доказательства этого утверждения.

- [1] Emel'yanov N.A., Sobolev A.N., and Yakimenko A.M. //Appl. Phys. Let. 1998. V. 72. P.1223.
- [2] Бреслер М.С., Гусев О.Б., Пак П.Е., Ясиевич И.Н. //Известия РАН. 2000. Т.64. С.264.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов.- М.: Мир, 1984, Ч.1, С. 106.
- [4] Шмагин В.Б., Ремизов Д.Ю., Красильник З.Ф., Кузнецов В.П., Шабанов В.Н., Красильникова Л.В., Крыжков Д.И., Дроздов М.Н. //ФТТ. 2004. Т. 46. С. 110.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДНО- И МНОГОПЕРИОДНЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Si:Er В БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ

А.М. Шаронов

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время ведутся многочисленные исследования, направленные на создание эффективных светоизлучающих структур на кремнии. Успешная реализация таких структур откроет новые возможности и перспективы в развитии современной компьютерной техники и техники связи.

Здесь значительный интерес представляют структуры на основе кремния, легированного эрбием, эффективно излучающие в диапазоне длин волн 1.54 мкм. Как показывалось рядом авторов, в том числе и в работах нашей группы, в диодных структурах на основе Si:Er в режиме пробоя p - n перехода удается реализовать механизм ударного возбуждения редкоземельной примеси, добиваясь интенсивного сигнала электролюминесценции (ЭЛ) при комнатной температуре.

В данной работе исследовались многопериодные структуры $p^+ - n - n^+ \dots p^+ - n - n^+$ типа на основе Si:Er. Использование принципа многопериодности позволяет значительно повысить эффективность структур Si:Er. Можно показать, что в структурах этого типа сигнал ЭЛ пропорционален полной толщине слоев Si:Er, вводимых в активные диодные пары [1]. Однако в ходе исследования этих структур обнаруживается интересное явление, связанное с резким увеличением сигнала ЭЛ в длинноволновой области спектра при больших токах накачки. При комнатной температуре в режиме постоянного тока в этих структурах наблюдается резкий, сверхлинейный рост сигнала ЭЛ с максимумом, смещенным в длинноволновую область спектра (рис. 1).

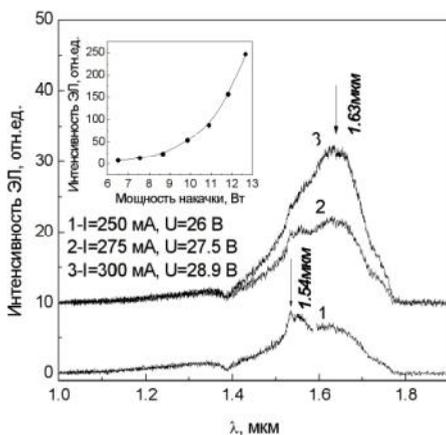


Рис. 1.

Можно высказать несколько предположений о природе данного сигнала. Это может быть связано с влиянием присутствия в слоях редкоземельной примеси в значительных концентрациях, "горячая" люминесценция, либо сигнал может быть связан с дефектами, либо вызван тепловым разогревом. Анализируя экспериментальные данные, можно показать, что наличие сверхлинейной зависимости интенсивности сигнала от мощности накачки свидетельствует о том, что данный сигнал не связан ни с "горячей" люминесценцией, ни с дефектными/примесными комплексами в кремнии. В первом случае следует ожидать наличие линейной зависимости сигнала ЭЛ от мощности [2], во втором - зависимость с насыщением. Проведенные экспериментальные исследования показали, что наблюдаемый сигнал также не связан и с присутствием примеси эрбия. Фактически сигнал ЭЛ при больших мощностях накачки имеет довольно широкий спектр с максимумом, смещенным в диапазон дальнего ИК ($\lambda_{\text{max}} > 1.8$ мкм). При этом, аналогичный сигнал наблюдается как для структур, легированных эрбием (рис.2, пунктирная линия), так и для структур, не содержащих эрбий (рис.2, сплошная линия). Таким образом, следует полагать, что наблюдаемый сигнал имеет разогревную природу. В случае, если сигнал связан с тепловым разогревом, он должен описываться известной формулой Планка для абсолютно черного тела. Действительно, спектр излучения абсолютно черного тела, рассчитанный для температуры, соответствующей температуре диодной структуры (~140-160°C, по данным измерений), хорошо описывает полученные экспериментальные данные (рис. 3).

Несмотря на кажущуюся простоту, очевидно, следует задуматься о возможном практическом применении полученных результатов. Измеренная мощность теплового излучения диодных структур достигает 10 мВт (КПД ~ 0.04 - 0.1 %), что значительно превосходит результаты, полученные до настоящего времени на структурах Si:Er. Кроме того, в условиях разогрева в структурах не наблюдаются деградационные явления, при определенных условиях интенсивность сигнала достаточно хорошо стабилизируется и может контролироваться током накачки.

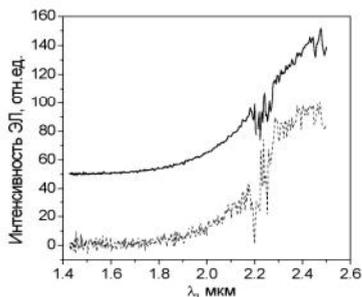


Рис.2

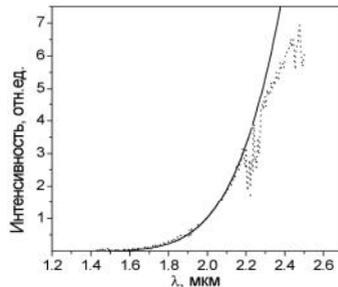


Рис.3

[1] Косяченко Л.А., Мазур М.П. //ФТП. 1999. Т.33, № 2, С.170.

- [2] Шаронов А.М.//В кн.: Тезисы докладов VI всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике. Санкт-Петербург 2004 г., с. 104.

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В GaAs В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.Я.Алешкин¹, Н.В.Закревский²)

¹Институт физики микроструктур РАН

²Нижегородский госуниверситет

Введение

В последнее время проводился ряд экспериментов по изучению межзонного поглощения света в полупроводниках A_3B_5 в сверхсильных магнитных полях [1]. Однако описание полупроводников в полях порядка 106-107Гс в настоящее время развито слабо.

Задачей данной работы является расчет спектров электронов и дырок в GaAs в мегагауссных полях. Это позволит определить зависимость края поглощения и параметров зонной структуры полупроводника от величины магнитной индукции.

Модель расчета

Значения энергии электронов и дырок являются собственными значениями уравнения Шредингера.

$$H\psi = E\psi \quad (1)$$

Для его решения будем использовать модель Кейна, в которой гамильтониан является матрицей 8×8 и учтено точно взаимодействие между зонами легких, тяжелых и спин-отщепленных дырок, а также зоны проводимости [2]. В гамильтониане были учтены линейные по волновому вектору члены, возникающие из-за отсутствия центра инверсии в кристаллической решетке GaAs.

Такая модель хорошо описывает состояния электронов в валентной зоне с малыми номерами уровней Ландау в магнитных полях вплоть до 10^7 Тс, поскольку энергия магнитного квантования оказывается меньше энергии спинового расщепления валентной зоны. Менее точно описываются состояния электронов в зоне проводимости, так как энергия магнитного квантования в зоне проводимости составляет величину ≤ 0.69 эВ, а расстояние до следующей зоны проводимости, которая не учитывается в модели, составляет 3.07эВ. Для более точного описания электронов необходимо учитывать вышележащие зоны.

Решения уравнения (1) находим путем разложения элементов столбца ψ в ряд по функциям гармонического осциллятора f : $\psi_j = \sum_{k=0}^{\infty} C_k^j f_{n+4k} F_j$, $n=0,1,2,3$; F_j - базисная функция, соответствующая j -той строке.

Точное решение получается, если ряд бесконечен. На практике он обрывается на некотором члене с номером m . Это число определяется рассматриваемой точностью. При этом значения энергии получаются путем диагонализации матрицы размером $8m \times 8m$.

При $k_z=0$ (магнитное поле параллельно оси z) гамильтониан 8×8 разбивается на две матрицы 4×4 . Одной из них описывается состояние электрона в зоне проводимости со спином вверх, другой – со спином вниз. В этом случае для нахождения энергии электронов и дырок необходимо диагонализировать две матрицы размером $4m \times 4m$. Причина этого состоит в симметрии гамильтониана с $k_z=0$ по отношению к отражению в плоскости z .

Результаты

С помощью компьютерного расчета были получены следующие зависимости энергии электронов и дырок при $k_z=0$ от магнитного поля (см. рис.2). Термины «вверх» и «вниз» на рис. 2 и 3 означают направление спина электрона вдоль и против магнитного поля.

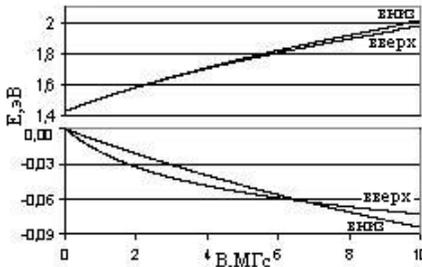


Рис. 2

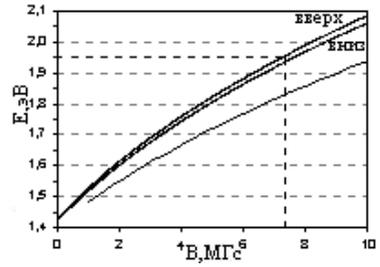


Рис. 3

Необходимо отметить, что запрещены оптические переходы между состояниями с разной четностью относительно отражения в плоскости z . Из анализа матричных элементов переходов между состояниями, рассчитанными из одного гамильтониана, были получены следующие правила отбора: $n_f \neq n_i \pm 1$.

На рис. 3 приведены результаты расчета зависимости ширины запрещенной зоны в GaAs от магнитного поля и положение экситонной линии поглощения. Энергия связи экситона вычислялась по приближенной формуле [3]:

$$E_0 = \frac{2\mu e^4}{\hbar^2 \varepsilon^2} \ln^2 \frac{a_B}{a_H}, \quad (2)$$

μ – приведенная масса электрона и дырки, ε – диэлектрическая проницаемость GaAs, a_B – боровский радиус экситона, a_H – магнитная длина. Формула справедлива для оценки в сильных полях.

В работе [1] был проведен эксперимент по изучению интенсивности межзонного поглощения в GaAs в сильном магнитном поле. Авторы сделали вывод о том что при $B > 4,3$ МГц образец становится прозрачным для красного света

($\hbar\omega=1,95$ эВ). Однако из рис. 3 видно, что ширина запрещенной зоны становится равной 1,95 эВ только при поле с индукцией 7,14 МГс. Наши расчеты позволяют понять неудачу обнаружить это просветление в последующих экспериментах.

- [1] Павловский А.И., Дружинин В.В. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1984.Т.40, №4. С.108.
- [2] Trebin H.-R., Rossler U., Ranvaud R. //Physical Review B. 1979 V.20, №2. 686.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.3. Квантовая Механика.- М.: Наука, 1989, с.537.