

Эффекты накопления зарядов в структурах с квантовыми ямами

© А.В. Герус[¶], Т.Г. Герус

Фрязинский институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Россия

(Получена 2 марта 2005 г. Принята к печати 22 ноября 2005 г.)

Рассмотрено явление накопления зарядов, образовавшихся из-за поглощения света в структурах с квантовыми ямами в продольном электрическом поле. Показано, что процесс накопления зарядов в такой двумерной структуре существенно отличается от трехмерного случая. Рассчитаны распределения зарядов в структурах для различных значений электрических полей и полного количества накопленных зарядов. Показано также, что при значительных количествах накопленных зарядов существенную роль в распределении потенциалов и зарядов начинает играть фермиевское вырождение. Такое накопление зарядов может привести к необычной люминесценции, когда процессы генерации носителей заряда и последующей рекомбинации могут быть значительно разнесены по времени. Кроме того, такая люминесценция не будет замаскирована излучением от переходов, связанных с хвостами в запрещенной зоне, и излучением от подложки.

PACS: 73.63.Hs, 78.40.-q, 78.67.De

1. Введение

Структуры с двумерными квантовыми ямами обладают рядом особенностей, что позволяет наблюдать в них эффекты, невозможные в трехмерных структурах. Одним из таких эффектов является накопление значительного количества зарядов в такой структуре, помещенной в продольное (по отношению к плоскости квантовой ямы) электрическое поле. Эффекты влияния как внешнего электрического поля [1], так и поля поверхностной акустической волны [2–4] на люминесцентные свойства квантовых ям были рассмотрены в ряде работ. Было показано, что электрическое поле в плоскости квантовой ямы может как увеличивать, так и уменьшать величину фотолюминесценции, вплоть до ее полного гашения [4]. В данной работе рассматриваются эффекты, возникающие при воздействии внешнего электрического поля на структуры с квантовыми ямами с большим количеством заряженных носителей. Заряды при этом образуются за счет образования электронно-дырочных пар при облучении структуры светом, поглощающимся в квантовой яме.

Особенность структуры удерживать основную часть зарядов в очень тонком слое (барьеры по обе стороны ямы можно считать непроводящими) приводит к тому, что поле накопленных зарядов почти не экранирует внешнее поле. Накопление зарядов будет происходить из-за того, что в электрическом поле электроны и дырки будут разделяться в пространстве и поэтому не будет рекомбинации. Если поле достаточно сильное, то оно будет разрывать экситоны [3] и также разводит образовавшиеся носители к противоположным концам образца. Процесс накопления зарядов будет ограничен не экранировкой внешнего поля, как в трехмерном случае, а тем, что начнется вырождение носителей вблизи краев образца, и часть носителей заряда будет перетекать в область барьеров. После выключения облучающего света накопленные заряды будут сохраняться

во внешнем электрическом поле сколь угодно долго, поскольку нет условий для их рекомбинации. После выключения внешнего электрического поля или изменения его полярности заряды противоположных знаков под действием диффузии или дрейфа начнут двигаться во встречных направлениях. В месте их встречи будет происходить рекомбинация, приводящая к сильной люминесценции.

Заряды разных знаков можно также направить навстречу друг другу путем подачи акустических импульсов с противоположных сторон образца. В этом случае заряды будут увлекаться акустической волной за счет пьезоэффекта (если он есть) или потенциала деформации. При этом те носители, которые перешли в область барьеров, будут двигаться синхронно с носителями в яме. При их рекомбинации должна происходить люминесценция в более коротковолновой области. Особенность такой люминесценции состоит в том, что процессы поглощения света и его излучения разнесены во времени, что в некоторых случаях может оказаться полезным. Особенно интересным может оказаться то, что при такой люминесценции не будет излучения из области подложки. Не будет также излучения, связанного с хвостами плотности состояний в запрещенной зоне. Таким образом, можно более достоверно интерпретировать полученные спектры.

Цель данной работы заключается в исследовании распределения зарядов и потенциалов в структуре с квантовой ямой, помещенной в продольное электрическое поле, а также в определении полного числа носителей на единицу длины, которое можно таким образом накопить.

2. Предварительная задача

Рассмотрим следующую задачу. Пусть в плоском бесконечном конденсаторе с заземленными пластинами на одинаковом расстоянии x_1 от них, на оси, расположе-

[¶] E-mail: agierus@fryazino.net

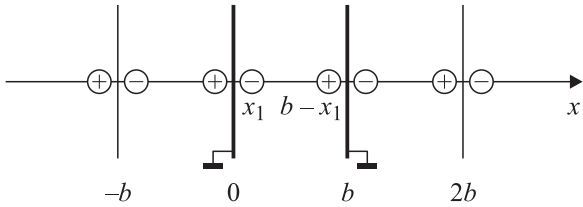


Рис. 1. Схема изображений заряженных цилиндров.

ны разноименно заряженные, одинаковые по величине, бесконечные цилиндры (x_1 — расстояние от пластин до осей цилиндров). Расстояние между пластинами конденсатора составляет b . Требуется рассчитать потенциал внутри конденсатора в области, не совпадающей с цилиндрами. По теореме об изображении [5] потенциал будет складываться из бесконечного ряда потенциалов (рис. 1):

$$\varphi(x) = \sum_n 2q_n \ln \frac{|x - r_n|}{a_1},$$

где $q_n = \pm q$ — погонная плотность заряда, r_n — координата n -го цилиндра, a_1 — произвольная постоянная. При суммировании разноименных пар (диполей) такой ряд достаточно быстро сходится. При таком суммировании выпадает величина q_1 . Из рис. 1 видно, что имеется антисимметрия расположения зарядов как относительно пластин, так и относительно середины конденсатора. Потенциал запишем в виде сумм вкладов от пар диполей, симметрично расположенных относительно начала координат (левой пластины конденсатора):

$$\begin{aligned} \varphi(x) = 2q(x_1) \left[\ln \left| \frac{(x - x_1)(b + x_1 - x)(b - x_1 + x)}{(x + x_1)(b - x_1 - x)(b + x_1 + x)} \right| \right. \\ \left. + \sum_{n=2}^{\infty} \ln \left(\frac{1 + A_x}{1 - A_x} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$A_x = \frac{2xx_1}{b^2n^2 - x^2 - x_1^2}.$$

Первое слагаемое в (1) содержит вклад от трех левых диполей на рис. 1. Нам достаточно ограничиться расчетом потенциала до середины образца, так как $\varphi(x) = -\varphi(b - x)$. При таком суммировании при обрывании ряда решение вблизи начала координат будет точным, максимальная ошибка будет в середине конденсатора (в дальнейшем нас будет интересовать решение главным образом около пластины). Как показывают численные расчеты, второе слагаемое с точностью не хуже 10^{-3} можно заменить функцией

$$\varphi_{\text{rem}} = \frac{17.5xx_1}{6.625b^2 - x^2 - x_1^2} \quad (2)$$

при $0 \leq x \leq b/2$, $0 \leq x_1 \leq b/2$. В этом можно убедиться, заменив сумму в (1) на φ_{rem} и вычислив значение при $x = b/2$, где ошибка максимальна. В случае, когда

$x_1 \geq b/2$, заряды как бы меняются местами. В этом случае в (1) надо заменить $q(x_1)$ на $q(b - x_1)$, а расстояние x_1 отсчитывать от начала координат до левого заряда.

3. Основная часть

Предположим, что образец помещен в продольное (по отношению к плоскости квантовой ямы) электрическое поле (рис. 2). Пусть в течение достаточно длительного времени он подвергался оптической накачке, поглощенной в яме. Будем считать, что материал квантовой ямы является близким к собственному и концентрация фотовозбужденных носителей существенно превышает собственную. Пусть толщина квантовой ямы имеет величину a , размер образца вдоль оси x — величину b , а размер вдоль оси y будем считать бесконечным. Под действием электрического поля заряды разного знака распределятся вблизи соответствующих обкладок конденсатора и будут там удерживаться сколь угодно долго, поскольку рекомбинации при этом не будет, так как заряды разделены в пространстве.

Чтобы рассчитать распределение зарядов и потенциалов в структуре, воспользуемся результатами предыдущего раздела. Потенциал в точке $(x_0, 0)$ можно представить в виде суммы потенциалов от распределения электронов возле одного торца образца, от распределения дырок возле другого, от бесконечного ряда изображений и от равномерно распределенных зарядов, отображенных от пластин конденсатора. Введение этих изображений позволяет заменить неравномерное распределение зарядов в конденсаторе на равномерное. Ограничимся вкладами от зарядов и изображений, расположенных около пластин конденсатора, а также мнимой пластины, расположенной слева на расстоянии b от левой пластины, заменив остаток бесконечной суммы на величину (2).

Существенным упрощением является симметрия задачи, а также то, что движение носителей заряда поперек

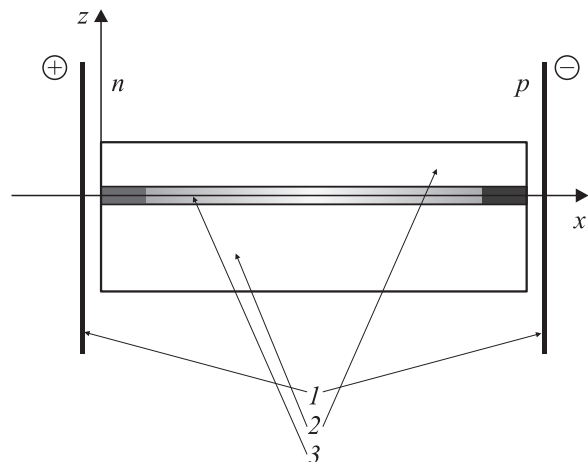


Рис. 2. Геометрия задачи: 1 — конденсатор, 2 — области барьеров, 3 — область квантовой ямы.

ямы является квантовым, а в плоскости — классическим. Как известно (например, [6]), в двумерном случае связь между потенциалом и распределенным зарядом можно записать в интегральном виде:

$$\varphi(x_0, z_0) = - \iint \frac{2\delta(x, z)}{\varepsilon} \ln\left(\frac{\rho}{a_1}\right) dx dz.$$

Здесь

$$\rho = \sqrt{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2},$$

$\delta(x, z)$ — объемная плотность заряда, а интегрирование ведется по пространству, где имеются заряды. Будем считать, что величина барьера бесконечно большая и материал буфера является диэлектриком. Тогда можем записать:

$$\delta(x, z) = 2\delta(x) \cos^2 \frac{\pi z}{a}.$$

В этом соотношении отражено, что все электроны находятся на низшем уровне в яме, т.е. можно пренебречь переходами на другие возбужденные уровни. Для электронов можем записать: $\delta(x) = -en(x)$, а для дырок $\delta(x) = ep(x)$, где $n(x)$ и $p(x)$ — объемные плотности электронов и дырок соответственно. Полный потенциал представим в виде $\varphi = E_0x + \varphi_1$, где E_0x — потенциал, создаваемый пластинами конденсатора в отсутствие зарядов, отсчитываемый от начала координат, φ_1 — потенциал от распределенных зарядов и изображений, E_0 — внешнее электрическое поле в конденсаторе. Тогда можем записать:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) = & -\frac{4e}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \int_0^b n(x_1) \ln\left(\frac{\rho_1}{a_1}\right) dx_1 \\ & + \frac{4e}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \int_0^{-b} n(x_1) \ln\left(\frac{\rho_2}{a_1}\right) dx_1 \\ & - \frac{4e}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \int_b^{2b} p(x_1) \ln\left(\frac{\rho_3}{a_1}\right) dx_1 \\ & + \frac{4e}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \int_b^0 p(x_1) \ln\left(\frac{\rho_4}{a_1}\right) dx_1 \\ & - \frac{4e}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \int_{-b}^0 p(x_1) \ln\left(\frac{\rho_5}{a_1}\right) dx_1 \\ & + \frac{4e}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \int_{-b}^{-2b} p(x_1) \ln\left(\frac{\rho_6}{a_1}\right) dx_1 \\ & - \frac{4e}{\varepsilon} \int_0^b n(x_1) \varphi_{\text{рем}} dx_1, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \sqrt{(x - x_1)^2 + z^2}, & \rho_2 &= \sqrt{(x_1 + x)^2 + z^2}, \\ \rho_3 &= \sqrt{(b + x_1 - x)^2 + z^2}, & \rho_4 &= \sqrt{(b - x_1 - x)^2 + z^2}, \\ \rho_5 &= \sqrt{(b - x_1 + x)^2 + z^2}, & \rho_6 &= \sqrt{(b + x_1 + x)^2 + z^2}, \end{aligned}$$

ε — диэлектрическая постоянная в квантовой яме.

В соответствии с последним замечанием предыдущего раздела в каждом слагаемом (3) при интегрировании по второй половине каждого интервала необходимо поменять знак заряда, заменить $n(x_1)$ на $p(b_i - x_1)$, изменить b_i — верхний предел i -го слагаемого и интегрировать до середины интервалов. Так же, как в предыдущем разделе, a_1 выпадает при суммировании парами разноименных зарядов.

Для двумерного электронного газа в квантовой яме можем записать [7]:

$$\begin{aligned} \sigma(x) &= \frac{mkT}{\pi\hbar^2} \ln\left\{1 + \exp\left[\frac{\mu - e\varphi(x)}{kT}\right]\right\} \\ &= aN_0 \ln\left\{1 + \xi \exp\left[-\frac{e\varphi(x)}{kT}\right]\right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где σ — количество электронов на единицу площади квантовой ямы, μ — уровень химического потенциала, отсчитываемый от уровня в яме,

$$N_0 = \frac{mkT}{a\pi\hbar^2}, \quad \xi = \exp\left(\frac{\mu}{kT}\right),$$

T — температура, m — эффективная масса электрона в яме. Пользуясь соотношением $\sigma(x) = an(x)$, можем записать:

$$n(x) = N_0 \ln\left\{1 + \xi \exp\left[-\frac{e\varphi(x)}{kT}\right]\right\}. \quad (5)$$

Аналогичное соотношение можно получить для дырок.

Предположим, что $n(x) = p(b - x)$. В случае невырожденной статистики носителей это соотношение выполняется точно, так как число электронов равно числу дырок, а уровень химического потенциала определяется условием нормировки на полное число носителей. Когда вырождение становится заметным, это утверждение перестает быть очевидным. Но, поскольку нас интересует распределение электронов около положительной пластины, точное распределение дырок у противоположной пластины не так существенно. К тому же на большей части образца статистика носителей всегда будет невырожденной. Тогда $\varphi_1(x_1) = -\varphi_1(b - x_1)$. С учетом

вышеизложенного может записать:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) = & -\frac{4eN_0}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \\ & \times \int_0^{b/2} \ln \left\{ 1 + \xi \exp \left[-\left(\frac{eE_0 x_1 + e\varphi_1}{kT} \right) \right] \right\} \\ & \times \left(\ln \frac{\rho_1 \rho_3 \rho_5}{\rho_2 \rho_4 \rho_6} + \varphi_{\text{rem}} \right) dx_1 + \frac{4eN_0}{\varepsilon} \int_0^{a/2} \cos^2 \frac{\pi z}{a} dz \\ & \times \int_0^{b/2} \ln \left\{ 1 + \xi \exp \left[-\left(\frac{eE_0(b-x_1) - e\varphi_1}{kT} \right) \right] \right\} \\ & \times \left(\ln \frac{\rho_1 \rho_3 \rho_5}{\rho_2 \rho_4 \rho_6} + \varphi_{\text{rem}} \right) dx_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Перейдя к безразмерным координатам, заменив z/a на z , x/a на x , b/a на b и обозначив

$$\psi_1 = \frac{e\varphi_1}{kT}, \quad \beta = \frac{eE_0 a}{kT}, \quad A = \frac{4a^2 e^2 N_0}{\varepsilon kT} = \frac{4ae^2 m}{\pi \hbar^2 \varepsilon},$$

соотношение (6) можем переписать:

$$\begin{aligned} \psi_1 = & -A \int_0^{1/2} \cos^2(\pi z) dz \\ & \times \int_0^{b/2} \ln \{ 1 + \xi \exp[-(\beta x_1 + \psi_1)] \} \left(\ln \frac{\rho_1 \rho_3 \rho_5}{\rho_2 \rho_4 \rho_6} + \varphi_{\text{rem}} \right) dx_1 \\ & + A \int_0^{1/2} \cos^2(\pi z) dz \int_0^{b/2} \ln \{ 1 + \xi \exp[-(\beta(b-x_1) - \psi_1)] \} \\ & \times \left(\ln \frac{\rho_1 \rho_3 \rho_5}{\rho_2 \rho_4 \rho_6} + \varphi_{\text{rem}} \right) dx_1. \end{aligned} \quad (7)$$

Полное количество носителей, накопленное в яме на единицу длины по оси y , определяется соотношением

$$\begin{aligned} N = & \int_0^b \sigma(x_1) dx_1 = aN_0 \int_0^b \ln \left[1 + \xi \exp \left(-\frac{e\varphi}{kT} \right) \right] dx_1 \\ = & a^2 N_0 \int_0^b \ln \{ 1 + \xi \exp[-(\beta x_1 + \psi_1)] \} dx_1. \end{aligned} \quad (8)$$

В уравнении (7) можно избавиться от двойного интегрирования. В области $|x - x_1| \geq 1$, как показывают численные расчеты, можно пренебречь z под знаками

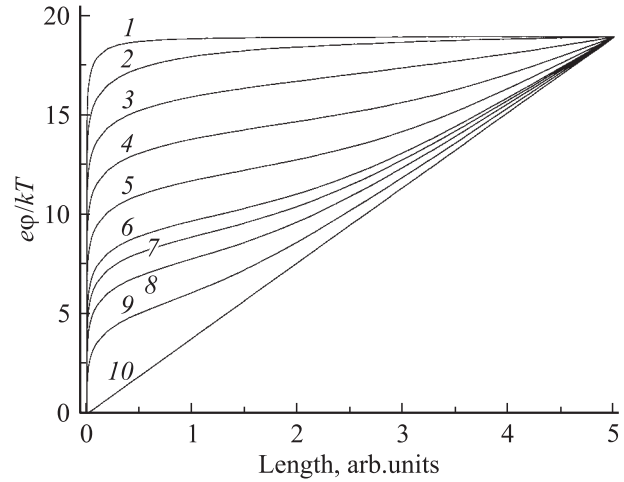


Рис. 3. Распределения приведенного потенциала $e\varphi/kT$ по длине образца при различных количествах накопленного заряда N , 10^8 см^{-1} : 1 — 9.3, 2 — 2.3, 3 — 1.6, 4 — 1.2, 5 — 0.92, 6 — 0.64, 7 — 0.53, 8 — 0.4, 9 — 0.22, 10 — 0.

радикалов, а

$$4 \int_0^{1/2} \cos^2(\pi z) dz = 1.$$

В области $|x - x_1| \leq 1$ в (7) будут быстро меняться члены с ρ_1 , ρ_2 или ρ_4 . Остальные члены при этом можно считать постоянными. Интегралы при этом берутся в явном виде. Интегральное уравнение (7) будем решать итерациями. Сначала рассчитаем распределение потенциала под действием поля E_0 , считая $\psi_1 = 0$ под интегралом, затем подставим это значение ψ_1 в интеграл и т.д. Расчет начнем с малых значений ξ , увеличивая его, пока не дойдем до нужного значения. После вычисления ψ_1 с помощью (8) вычисляем N . Процесс хорошо сходится, благодаря применению оригинальной методики выбора пробной функции путем подбора линейной комбинации результатов двух последних итераций. Полученное таким образом распределение потенциалов и зарядов в пространстве отвечает физической реальности, так как процесс накопления зарядов в образце идет также по нарастающей по мере облучения. Решение, по-видимому, единственное, так как при различных конфигурациях пробной функции процесс сходится однозначно. На рис. 3 приведены результаты расчета распределения приведенного потенциала $e\varphi/kT$ от координаты x в образце длиной 0.1 см, помещенного в конденсатор, к которому приложено напряжение 100 В для различного количества (N) накопленного в образце заряда на единицу длины. При расчете кривых брались значения $\varepsilon = 12$, $a = 10^{-6} \text{ см}$, $T = 300 \text{ К}$, $m = 0.05 m_0$. Нуль по оси абсцисс означает положительно заряженную пластину конденсатора, цифра 5 — середину образца. Верхняя кривая отвечает максимальному заряду, нижняя — отсутствию заряда (неэкранированный потенциал). Вид кривых практически не зависит от длины

образца и толщины квантовой ямы, а зависит лишь от приложенного к образцу напряжения (а не поля) и количества накопленных зарядов на единицу длины. Видно, что даже не очень большое поле в квантовой яме эффективно экранируется лишь при очень больших значениях накопленного заряда.

На рис. 4 приведены зависимости распределения поверхностной плотности зарядов при различных количествах накопленных зарядов по длине образца. Показана область вблизи одной положительно заряженной пластины конденсатора (от 0 до 5 толщин квантовой ямы), где плотность меняется наиболее сильно. Верхняя кривая отвечает максимальному заряду, нижняя — минимальному. Из рисунка видно, что чем больше накоплено зарядов в образце, тем сильнее они прижимаются к торцу образца, т.е. расстояние, на котором поверхностная плотность заряда спадает в заданное количество

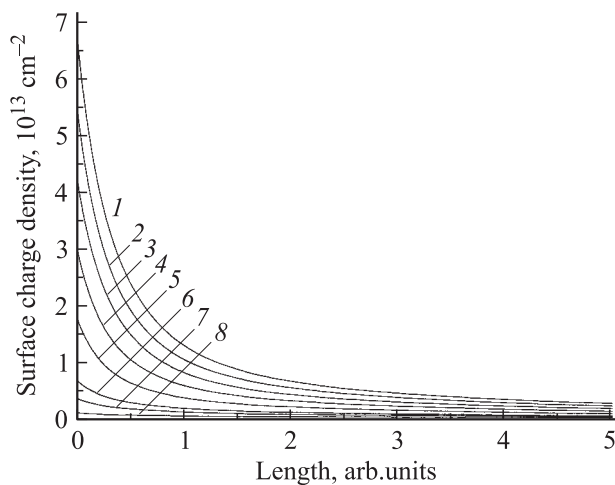


Рис. 4. Пространственные распределения поверхностной плотности накопленных зарядов вблизи положительно заряженной пластины конденсатора. 1–8 — то же, что и на рис. 3.

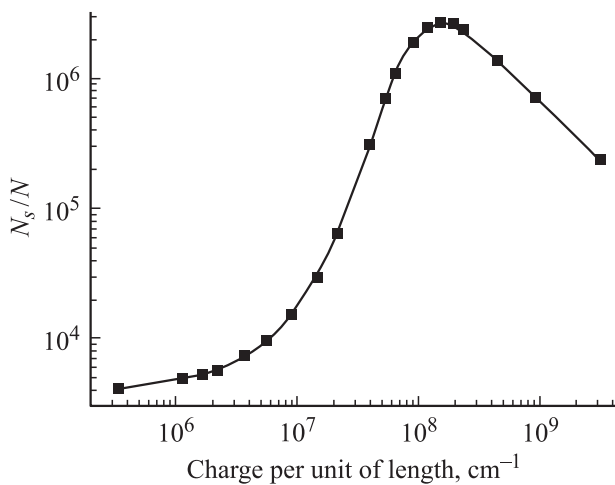


Рис. 5. Отношение поверхностной плотности заряда вблизи пластины N_s к полному числу заряда на единицу длины N в зависимости от количества заряда, накопленного на единицу длины образца.

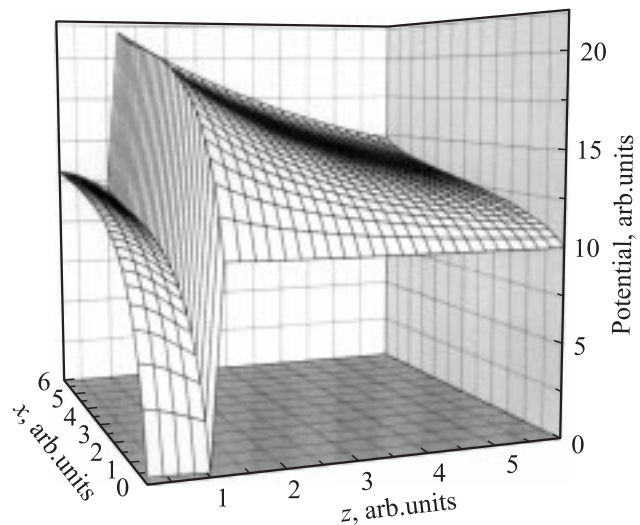


Рис. 6. Поперечное пространственное распределение приведенного потенциала вблизи положительно заряженной пластины конденсатора.

раз, заметно уменьшается с увеличением количества накопленного заряда.

На рис. 5 показано отношение поверхностной плотности заряда вблизи пластины N_s к полному числу заряда, накопленного на единицу длины образца от полного числа заряда на единицу длины N . Загиб кривой при большом количестве заряда свидетельствует о фермиевском вырождении носителей заряда.

На рис. 6 приведены результаты расчета поперечного распределения приведенного потенциала вблизи положительно заряженной пластины. Потенциал рассчитывался по вычисленному распределению зарядов на оси конденсатора. Как отмечалось в начале раздела, предполагалось, что электроны находятся в низшем состоянии в яме и плотность заряда на границах ямы обращается в нуль. Величина барьера принята равной 0.25 эВ. Расчет проводился для слоя вблизи пластины (от 0 до 6 толщин квантовой ямы) в области, захватывающей саму яму (от ее середины) и часть барьера в 6 толщин квантовой ямы. Из рисунка видно, что при данной величине барьера в каждом сечении потенциал не очень сильно отличается от изначально прямоугольного. Тем самым оправдывается предположение о неизменности спектра элементарных возбуждений в квантовой яме, сделанное в начале раздела. Здесь мы пренебрегли изменением потенциала за счет зарядов, перетекших в область барьера.

4. Заключение

Таким образом, в структурах с квантовыми ямами в продольных электрических полях можно накапливать весьма большие количества зарядов разных знаков. Эти заряды после выключения облучающего света могут в электрическом поле держаться сколь угодно долго из-за

отсутствия условий для рекомбинации. После выключения или переключения полярности электрического поля в месте встречи зарядов разных знаков должна наблюдаться люминесценция, обусловленная рекомбинацией заряженных частиц и экситонов, находящихся именно в яме. Такой процесс может быть полезен с практической точки зрения, например при создании лазера, работающего в режиме единичной вспышки, причем процессы накачки и излучений могут быть разнесены во времени. Также процесс может оказаться полезным для изучения люминесцентных спектров структур, когда нужно изучать люминесценцию именно из квантовых ям, не „замазанную“ другими процессами. Отметим еще одну интересную особенность такого накопления зарядов. Если взять очень узкозонный полупроводник, у которого достаточно высокий темп тепловой генерации носителей заряда, то и без всякого облучения только под действием электрического поля можно накопить значительное количество зарядов на противоположных торцах образца. Таким образом, энергия для лазерной генерации берется не от внешнего источника (ток во внешней цепи не протекает), а от теплового движения.

В заключение авторы хотели бы выразить признательность С.Г. Дмитриеву за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] В.А. Гергель, Е.Ю. Кулькова, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Г.Ю. Хренов. ФТП, **36**, 496 (2001).
- [2] К.С. Журавлев, А.М. Гишинский, А.В. Царев, А.Е. Николаенко. ФТП, **35**, 932 (2001).
- [3] C. Rocke, A.O. Govorov, A. Wixforth. Phys. Rev. B, **57**, 6850 (1998).
- [4] C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Böhm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **78**, 4099 (1997).
- [5] В. Смайг. *Электростатика и электродинамика* (М., ИЛ, 1954) с. 72.
- [6] Дж.А. Стрэттон. *Теория электромагнетизма* (М., ОГИЗ, 1948) с. 198.
- [7] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991) с. 237.

Редактор Т.А. Полянская

Charge accumulation effects in structures with quantum wells

A.V. Gierus, T.G. Gierus

Fryazino Branch of Institute
of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141190 Fryazino, Russia

Abstract The charge accumulation phenomenon due to light absorption in 2D quantum wells structures was considered. It was shown that the charge accumulation process in 2D case is rather different from 3D one. The charge distributions in structures for various values of electric fields and total accumulated charge are calculated. A Fermi degeneration takes plays an important role in process of potential and charge distribution in the case of big charge accumulation. Such charge accumulation may result in the effect of unusual luminescence when the charge carrier's generation and following recombination processes may be strongly delayed. The such luminescence would not be masked with both the radiation from the tails of base-band and from the substrate.