

Динамика импульсов конденсированных экситонных фаз в связанных квантовых ямах

В.В. Михайловский, В.И. Сугаков

Институт ядерных исследований НАН Украины, пр. Науки, 47, г. Киев, 03028, Украина

E-mail: sugakov@kinr.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 28 ноября 2019 г., опубликована онлайн 24 марта 2020 г.

Рассмотрена динамика движения импульсов экситонных конденсированных фаз в двух взаимодействующих квантовых ямах, в которых возбуждаются экситоны и на которые действует внешняя тянущая сила. Задача рассматривается при феноменологическом выборе свободной энергии для экситонов с учетом конечности времени жизни экситонов. Предполагается, что конденсированная экситонная фаза возникает вследствие взаимодействия между экситонами, и ее параметры зависят от времени жизни экситонов. В яме, имеющей большую длину, возникает периодический поток импульсов, скорость которых зависит от тянущей силы. Показано, что расстоянием между импульсами и другими параметрами можно управлять облучением другой области квантовой ямы, далекой от области наблюдения.

Ключевые слова: экситон, конденсированная фаза, квантовая яма, импульсы.

1. Введение

Наблюдавшееся в работах [1,2] возникновение пространственных структур в распределении плотности экситонов в двойных квантовых ямах при большой накачке — получило впоследствии интенсивное развитие во многих экспериментальных работах. Островки с большой плотностью экситонов и их разнообразные структуры были обнаружены в двойных квантовых ямах на базе GaAs/AlGaAs при большой накачке при различных условиях. Соответствующие таким островкам экситонные спектры изучались в разнообразных сконструированных образцах: в периодическом электростатическом поле [3], квантовых точках [4], при возбуждении экситонов через щели разнообразной формы в электродах [2,5], двойных квантовых ямах разной ширины [6], одиночных широких квантовых ямах [7,8]. Изучены также корреляции спектров излучения [9,10]. Были предложены различные теоретические модели формирования фаз экситонов [11–22]. Но теоретические работы в основном посвящены изучению статических свойств неоднородных структур экситонной плотности и выяснению механизмов их формирования. Динамике возникновения таких структур посвящена только малая часть работ [22,23], хотя результаты такого исследования могут найти применение в оптоэлектронике. В работе [22] рассмотрено движение пространственного импульса конденсированной фазы экситонов при наличии внешней тянущей силы и про-

хождение такого импульса через барьер. В работе [24] предложен механизм генерации импульсов конденсированной фазы экситонов при стационарном облучении двойной квантовой ямы. Для его реализации необходимо создать две области с разной интенсивностью накачки и обеспечить наличие тянущей силы для экситонов в направлении, параллельном поверхности квантовой ямы. В предложенной системе импульсы возникают на границе двух областей с разными накачками, и параметры импульсов регулируются как лазером, освещающим область прохождения импульсов, так и лазером, осуществляющим накачку в соседний регион. Однако в работе [23] рассмотрен только случай, реализующийся в узкой области величины лазерной накачки; в частности, одна из накачек должна попасть в узкую область бистабильности однородного и неоднородного распределения плотности экситонов.

В настоящей работе рассмотрим генерацию импульсов конденсированной фазы экситонов в более широком диапазоне значений накачки. Использован подход, который часто используется для описания экспериментов, касающихся пространственного распределения плотности экситонов (см. список литературы в [20]). В рамках этого подхода предполагается, что конденсированная фаза экситонов возникает как результат притяжения между экситонами, которое приводит к появлению метастабильного состояния в некоторой области экситонной плотности. Взаимодействие, ответственное за это притяжение, вводится в выражение для свобод-

ной энергии экситона феноменологически. О существовании такого притяжения свидетельствуют результаты работы [24], в которой путем квантово-механических расчетов в многоэкситонной системе показано наличие при $T = 0$ минимума зависимости энергии системы при определенной плотности экситонов. В работах [22,23] важную роль играет тот факт, что экситоны обладают конечным временем жизни. Значение времени жизни экситонов является одним из факторов, определяющих как области значений накачки, при которых однородное распределение экситонов неустойчиво, так и параметры возникающих пространственных структур.

2. Метод рассмотрения динамики экситонной плотности

В этой работе будут рассмотрены возникновение и эволюция во времени неравновесных неоднородных структур в системе экситонов в двойной квантовой яме. Поскольку возникают неоднородные решения даже при однородной накачке, необходимо описывать потоки экситонов к островкам конденсированной фазы, при этом процессы рассеяния экситонов на фононах и неоднородностях кристалла становятся значительными. Это некогерентные процессы, и образующиеся структуры являются диссипативными. Таким образом, система с островками конденсированной фазы не может быть описана уравнением Гросса–Питаевского для волновой функции. Движение частиц, которое рассмотрено в статье, является некогерентным вследствие различных процессов: рассеяния на колебаниях решетки, рассеяния на примесях и дефектах и в результате конечности времени жизни частиц. Роль этих процессов зависит от их величины и плотности частиц. Разнообразные физические эффекты в системе с двойными квантовыми ямами при квантово-механическом движении частиц изложены в обзорной статье [25], поэтому мы этих эффектов касаться не будем.

Для описания динамики экситонов, как и в наших предыдущих работах, мы используем уравнение, которое описывает сохранение количества экситонов, учитывая их создание внешней накачкой и конечность времени жизни:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = G + \frac{n}{\tau_{\text{ex}}} . \quad (1)$$

Здесь n — концентрация экситонов, \mathbf{j} — ток экситонов, G — количество экситонов, создаваемых в единицу времени на единицу площади (накачка), τ_{ex} — время жизни экситона.

Мы предполагаем, что реализуется состояние локального равновесия, при этом макроскопические параметры изменяются в пространстве плавно, и зависимость термодинамических параметров в каждой пространственной точке от концентрации n такая же,

как и при однородном распределении. Приближение локального равновесия используется при решении большинства задач по самоорганизации в неравновесных системах [26,27]. В этом приближении мы можем описать систему с помощью свободной энергии F , которая является функцией концентрации экситонов n , а концентрация экситонов в свою очередь является функцией пространственных координат. Ток экситонов может быть записан как градиент химического потенциала μ :

$$\mathbf{j} = -M\nabla\mu, \quad (2)$$

где $M = (nD)/(\kappa T)$ — подвижность экситонов, D — коэффициент диффузии экситонов, T — температура. Химический потенциал может быть получен как вариация свободной энергии F по концентрации n : $\mu = \delta F / \delta n$.

Взаимодействие между экситонами определяет зависимость свободной энергии от концентрации экситонов. Для свободной энергии запишем следующее выражение:

$$F = \int dS \left[\frac{K}{2} (\nabla n)^2 + f(n) + V(\mathbf{r})n \right], \quad (3)$$

где $(K/2)(\nabla n)^2$ — энергия неоднородности, $V(\mathbf{r})n$ — энергия взаимодействия экситонов с внешним потенциалом $V(\mathbf{r})$, а $f(n)$ — плотность свободной энергии, отвечающая за локальное взаимодействие экситонов друг с другом. $f(n)$ запишем в виде ряда по n . В наших предыдущих работах, посвященных системам экситонов, мы использовали разложения до n^4 и n^6 . В обоих вариантах расчеты позволяют описать возникновение сверхструктур плотностей экситонов, которые появляются вследствие накачки большого числа экситонов. Однако отсутствие количественных экспериментальных данных о распределении экситонов не дает нам возможности определить, какой из вариантов лучше. Разложение по четным степеням n до n^6 лучше согласуется с квантово-механическими расчетами, сделанными для $T = 0$ в работе [24]. В настоящей работе мы аппроксимируем плотность свободной энергии следующим образом:

$$f(n) = f^0(n) + \kappa T n [\ln(n/n_0) - 1], \quad (4)$$

где

$$f^0(n) = a \frac{n^2}{2} + b \frac{n^4}{4} + c \frac{n^6}{6}. \quad (5)$$

Последнее слагаемое в (4) — это свободная энергия экситонного газа при малых концентрациях, совпадает с выражением для идеального газа. Оно вводится для описания экситонов при малых концентрациях, в уравнениях для динамики концентрации экситонов это слагаемое приводит к появлению обычного диффузионного

слагаемого. При значениях концентраций, при которых происходит фазовый переход, это слагаемое мало.

Параметры a , b и c в (5) выбираются таким образом, чтобы свободная энергия как функция плотности экситонов описывала как существование фазового перехода, так и сдвиг спектра в область больших энергий с ростом n вследствие диполь-дипольного отталкивания. Это достигается при выполнении следующих условий: $a > 0$, $b < 0$, $c > 0$. При малых концентрациях экситонов функция описывает голубой сдвиг люминесценции. Зависимость свободной энергии от концентрации в форме (5) качественно подобна зависимости, полученной в результате квантово-механических расчётов для идеальных двойных квантовых ям при $T = 0$ в [24] (см. рис. 1 настоящей работы и рис. 2 в [24]). Мы предполагаем, что выражения (4), (5) для свободной энергии справедливы не только для $T = 0$.

Введем безразмерные переменные: $\tilde{n} = n/n_0$, $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/l_0$, $\tilde{t} = t/t_0$, где $l_0 = (K/a)^{1/2}$, $n_0 = (a/c)^{1/4}$, $t_0 = \kappa TK/(Dn_0 a^2)$ — типичные единицы длины, плотности экситонов и времени соответственно. В этих единицах $\tilde{D} = D\tau_0/l_0^2$, $\tilde{G} = G\tau_0/n_0$, $\tilde{\tau} = \tau/t_0$ и выражение для плотности свободной энергии (5) принимает вид

$$\tilde{f}^0 = \frac{\tilde{n}^2}{2} + b_1 \frac{\tilde{n}^4}{4} + \frac{\tilde{n}^6}{6}, \quad (6)$$

где $b_1 = b/\sqrt{ac}$. В дальнейшем знак « \sim » будем опускать, и все значения будут приведены в безразмерном виде.

Учитывая соотношения (2)–(5), получим уравнение (1) для динамики концентрации экситонов в следующем виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - n\Delta^2 n - \nabla n \nabla \Delta n + \nabla \left(n \frac{\partial^2 f^0}{\partial n^2} \nabla n \right) + \nabla n \nabla V + n\Delta V + G - \frac{n}{\tau_{\text{ex}}}. \quad (7)$$

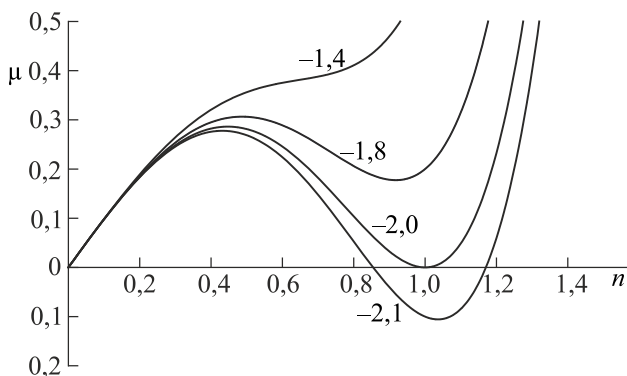


Рис. 1. Зависимость прироста свободной энергии на один экситон $\mu = \delta F/\delta n$ от концентрации экситонов n при разных значениях параметра b при $T = 0$ и $V = 0$. Числа возле кривых — значения параметра b .

Величину $\mathbf{F} = -\nabla V$ назовем тянущей силой. Будем рассматривать системы, в которых эта величина не зависит от координаты.

При однородной накачке уравнение (7) имеет однородное решение $n = G\tau_{\text{ex}}$. Анализ устойчивости этого решения, детально описанный в [28], показывает, что при некоторых значениях накачки G это решение оказывается неустойчивым по отношению к развитию малых неоднородных возмущений. Это происходит в области концентраций, где $(\partial^2 f^0/\partial n^2) < 0$. Решения уравнения (7) в этой области использовались для объяснения различных экспериментов с возникновением экситонных структур в двойных квантовых ямах (см. список литературы в [20]). Возникающие структуры — это диссипативные структуры, так как они существенно неравновесные, существуют только при наличии значительной внешней накачки и обусловлены конечностью времени жизни экситона.

Рассмотрим детальнее возможное поведение системы экситонов, описываемых уравнением (7). На рис. 2 отображена диаграмма возможных решений на плоскости времени жизни экситона τ_{ex} и величины накачки G , полученная с помощью численного решения уравнения (7). Проанализируем состояния, возникающие при возрастании накачки, при времени жизни $\tau_{\text{ex}} = 300$. При малых G , начиная от $G = 0$ и до тех пор, пока выполняется условие $G\tau_{\text{ex}} < n_1$, однородное распределение экситонов является устойчивым, что отображается горизонтальной штриховкой на рис. 2. Это мы назовем газообразной фазой экситонов. В области $n_1 < G\tau_{\text{ex}} < n_2$ однородное распределение является неустойчивым и не может быть реализовано, что отображено вертикальной штриховкой. При такой накачке устойчивыми являются разнообразные неоднородные

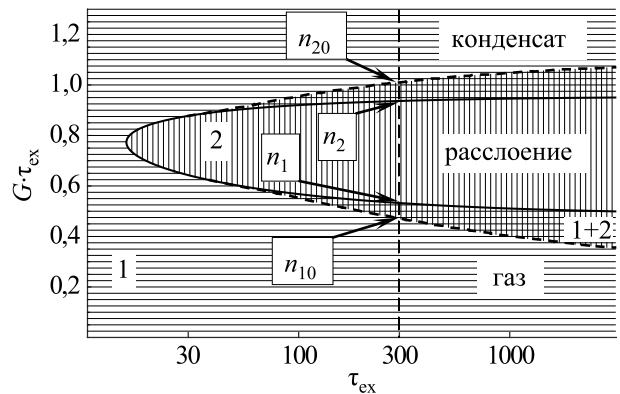


Рис. 2. Диаграмма устойчивости однородного и неоднородного распределений экситонов на плоскости времени жизни экситона и интенсивности накачки. Для расчетов использовали параметры $b = -1,9$, $D = 0,01$. Область устойчивости однородного решения обозначена цифрой 1 и горизонтальной штриховкой. Область устойчивости неоднородного решения обозначена цифрой 2 и вертикальной штриховкой.

решения. При больших значениях накачки $G\tau_{\text{ex}} > n_2$ однородное решение опять становится устойчивым, и можно говорить о конденсированной фазе экситонов. Расчеты показывают, что на границе устойчивости существуют области ($n_{10} < G\tau_{\text{ex}} < n_1$ и $n_2 < G\tau_{\text{ex}} < n_{20}$), в которых при однородной накачке устойчивыми являются как однородные, так и неоднородные распределения экситонов. Такие области обозначены квадратной штриховкой на рис. 2. В этих областях возможны реализации, в том числе и решений в виде одиночных пиков [28], которые могут быть названы статическими солитонами [29].

При отсутствии тянущей силы все возникающие структуры неподвижны. В линейном внешнем потенциале ($\mathbf{F} = -\nabla V = \text{const} \neq 0$) образующиеся неоднородные структуры движутся в виде автоволн. В случае, когда можно пренебречь граничными условиями, замена $n(\mathbf{r}, t) = n_{\text{st}}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)$ позволяет выразить решение $n(\mathbf{r}, t)$ для произвольного значения $\mathbf{F} \neq 0$ через стационарное решение $n_{\text{st}}(\mathbf{r})$ для $\mathbf{F} = 0$, где \mathbf{v} — скорость дрейфа экситонов. Как видно (см. уравнение (7)), в используемых безразмерных единицах $\mathbf{v} = \mathbf{F}$. Дальше в работе показано, что процессы на границе могут быть фактором, обуславливающим установление одного из стабильных распределений экситонов, которое затем распространяется на значительное расстояние от границы. Таким образом, мы рассматриваем систему, в которой возможны различные решения, и переключение между этими решениями может быть обусловлено удаленным внешним воздействием.

3. Анализ импульсов

Как и в работах [23,30,31] рассмотрено возбуждение импульсов экситонов в двойной квантовой яме, в которой могут быть созданы области конденсированной фазы экситонов. Рассмотрим одномерную бесконечную систему, в которой есть две соприкасающиеся области (обозначенные А и В) с разной накачкой (см. рис. 3). Различная накачка экситонов может достигаться различием в частоте или интенсивности лазеров, облучаемых данные области. В рассматриваемой системе граничные условия (отсутствие возбуждений на бесконечности) удовлетворяются автоматически, поскольку лазеры облучают систему в ограниченной области, и плотность экситонов на больших расстояниях вне рассматриваемой области убывает автоматически как результат конечного времени жизни экситонов. Одномерность системы может быть создана выбором устройства. Например, движение одномерных одиночных импульсов конденсированных фаз экситонов изучено в квантовой яме под щелью в электроде [22].

В настоящей работе рассмотрена такая интенсивность накачки в область В, которой соответствует область неустойчивости однородного решения в области 2

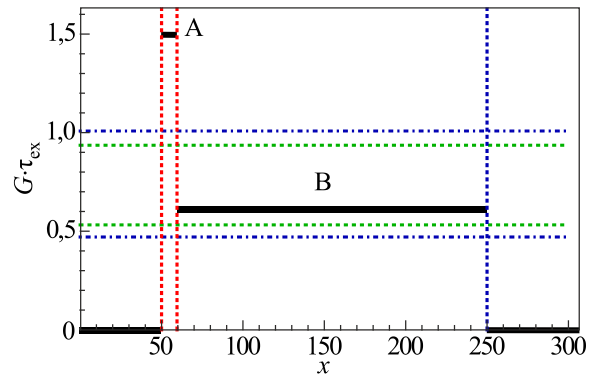


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Схема областей накачки. Толстые черные линии показывают интенсивность накачки как функцию пространственной координаты. Красные вертикальные линии очерчивают область А. Горизонтальными линиями отложены значения границ областей устойчивости n_{10} , n_1 , n_2 , и n_{20} .

на рис. 2, конкретные решения будем проводить при $\tau_{\text{ex}} = 300$, $G\tau_{\text{ex}} = 0,6$, $F = 0,03$. Предполагаем, что размеры области В значительны, так что в области В возможны решения только в виде отдельных импульсов светлой и темной фаз с довольно резкими переходами между ними. Исследованы параметры импульсов в области В в зависимости от интенсивности лазера А (имеется в виду интенсивность на единицу длины). Одним из полученных качественных результатов является зависимость периода структуры l в области В от интенсивности облучения в области А. Расчеты показывают, что при фиксированном значении накачки в область неустойчивости однородного решения существует много устойчивых неоднородных решений нелинейного уравнения (7) в зависимости от начальных и граничных условий. Меняя накачку в области А, мы меняем начальные и граничные условия для области В, и поэтому в ней реализуется другое решение, распространяющееся на всю область.

Рассмотрим распределение плотности экситонов при облучении областей А и В отдельно. При облучении области А, размеры которой малы, образование периодических структур не происходит, даже если накачка имеет значение большее, чем необходимое для создания конденсированной фазы системы больших размеров. В результате образуется единичный пик большой концентрации экситонов. Под действием тянущей силы этот пик смещается вправо (рис. 4). Поэтому если накачка осуществляется только в область А, распределение концентрации экситонов является стационарным.

Если облучается область В с накачкой, при которой однородное состояние нестабильно, в области возникает периодическое распределение концентрации экситонов (рис. 5), движущееся вправо под действием тянущей силы. За границей облучения пики экситонной плотности быстро исчезают.

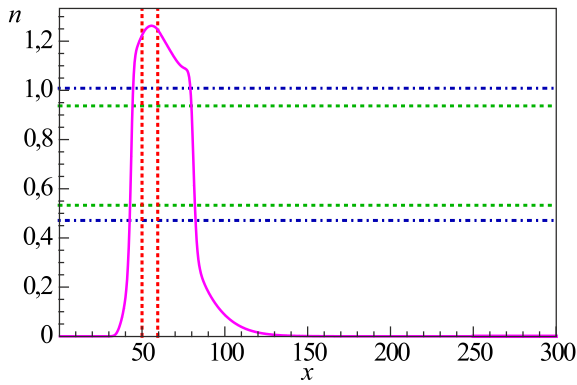


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Распределение плотности экситонов при облучении области А. Горизонтальными линиями показаны границы области устойчивости однородного (пунктир) и неоднородного (штрихпунктир) распределений. Вертикальными линиями показаны границы области накачки экситонов: одна узкая область с большой накачкой.

Если включить накачку в обеих областях, решение качественно совпадает с суммой двух решений (рис. 6): одиночный пик большой концентрации экситонов возле области А и движущееся периодическое распределение концентрации экситонов в области В. Однако период неоднородного распределения в области В оказывается другим, он зависит от накачки в области А. Такое распределение экситонов также является устойчивым и распространяется вдоль области В до тех пор, пока присутствует накачка.

При больших накачках в области А, когда накачка превышает пороговое значение создания конденсированной фазы (величину n_{20} , рис. 2), система в области А быстро приходит к квазиравновесному состоя-

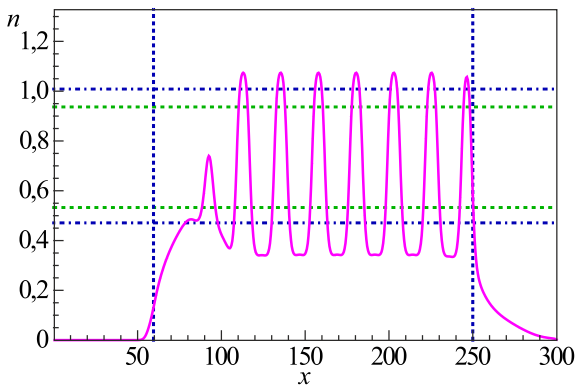


Рис. 5. Распределение плотности экситонов при облучении области В. Горизонтальными линиями показаны границы области устойчивости однородного (пунктир) и неоднородного (штрихпунктир) распределений. Вертикальными линиями показаны границы области накачки экситонов: одна широкая область с накачкой, приводящей к неустойчивости однородного распределения.

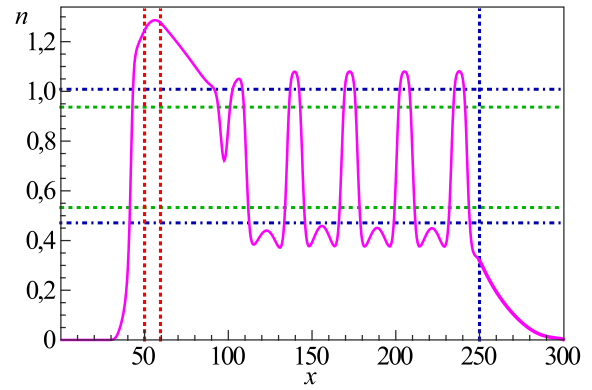


Рис. 6. Распределение плотности экситонов при облучении областей А и В. Видно, что в области В устанавливается периодическое распределение плотности экситонов, однако период этого распределения изменился из-за наличия накачки в области А.

нию, которым является полочка (верхняя часть кривой на рис. 4) конденсированной фазы бóльшая, чем размер области А, несколько смещенная вследствие действия тянущей силы. Такая же полочка возникает в области А при больших размерах области А, меньших накачках, но таких, которые превышают порог n_{20} . Таким образом, качественное поведение импульсов в области В можно проводить, исследуя их либо в зависимости от интенсивности накачки области А, либо от размеров области А.

На рис. 7 представлена зависимость периода установившегося распределения экситонов в области В от величины накачки в узкую область слева (в область А) при фиксированном размере этой области. В большинстве случаев устанавливается периодическое распреде-

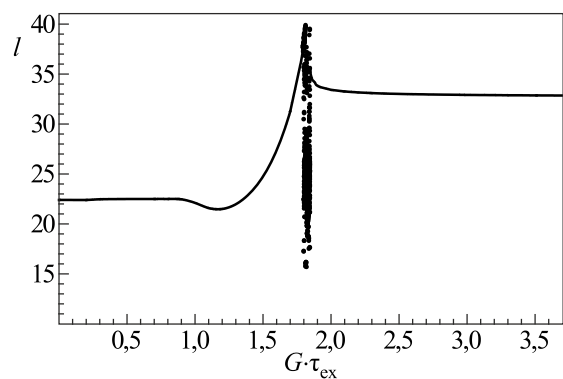


Рис. 7. Зависимость расстояния между пиками плотности экситонов от интенсивности накачки экситонов в области А при малых размерах области А. В центре существует область накачки, где расстояние между пиками чрезвычайно чувствительно к параметрам. Отложены только некоторые точки, которые заполняют некоторый интервал, но не ложатся на какую-либо кривую.

ление (сдвигающееся вдоль направления тянущей силы) с постоянным расстоянием между пиками. Можно отметить, что зависимость выходит на константу и при малых, и при больших значениях накачки, причем это разные значения, отличающиеся примерно в полтора раза. Также можно отметить качественную разницу в механизмах образования неоднородного распределения экситонов: при малых значениях накачки слева от области В неоднородность образуется путем образования пиков на фоне малой плотности экситонов, а при больших значениях накачки слева от области В — путем образования провалов на фоне большой плотности экситонов (можно сравнить левые части области В на рис. 5 и 6, где показаны моменты зарождения пика и провала соответственно).

Также следует отметить, что есть область параметров, где один механизм переходит в другой. Это приводит к тому, что система ведет себя подобно хаотической системе, и решения уравнения (7) в этой области параметров чрезвычайно чувствительны к начальным условиям. Поэтому на рис. 7 отложены только некоторые точки, которые заполняют определенный интервал, но не ложатся на какую-либо кривую.

Рассмотрим зависимость периода структуры от накачки при большом размере области А. При малых накачках, как и ранее, облучение области А не влияет на распространение импульсов в области В. С увеличением накачки, когда область, занимаемая конденсированной фазой, возрастает, изменяется форма распределения плотности в области А, появляются пики и провалы в распределении экситонов и в области А (см. рис. 8). При этом с ростом накачки в области А растет период в области В.

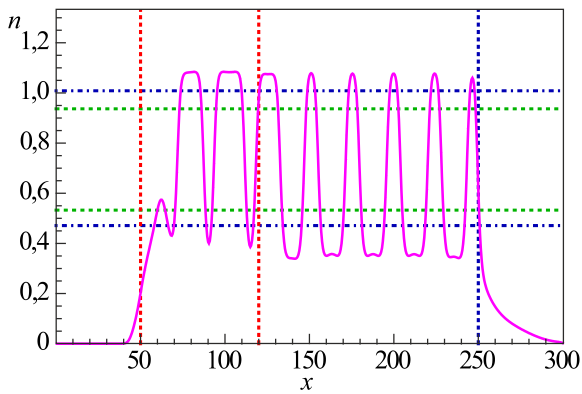


Рис. 8. Мгновенные значения концентрации экситонов как функция пространственной координаты при большом размере области А. Видно, что при накачке в область неустойчивости однородного распределения устанавливается неоднородное распределение плотности экситонов в области А, что оказывает влияние на период распределения экситонов и в области В.

Зависимость расстояния между пиками в области В от интенсивности накачки в случае больших размеров области А представлена на рис. 9.

На рис. 9 видно, что при малых накачках область А не оказывает влияние на расстояние между импульсами в области В. Затем с ростом накачки при возникновении структуры в области А период структуры в области В возрастает. При больших накачках период опять не зависит от накачки в области А. Область хаотических решений (которая изображена на рисунке отдельными точками, так как расстояние между пиками сильно зависит от начальных условий и не ложится на какую-либо кривую) здесь соответствует границе области существования неоднородного решения (см. рис. 2). Эта область накачек соответствует формированию границы экситонной конденсированной фазы и фазы с периодической структурой.

Таким образом, в рассматриваемой системе существует возможность управления периодом потока импульсов конденсированных фаз экситонов. Поглощение импульса в определенной точке пространства будет проявляться через определенные промежутки времени и величиной этих промежутков можно управлять лазером.

Тянущая сила может быть создана, например, наложением неоднородного вдоль некоторого направления давления или приложением перпендикулярно поверхности неоднородного электрического поля. Система с градиентом потенциальной энергии для не-прямых экситонов была реализована в работе [32], в которой изучался транспорт не-прямых экситонов.

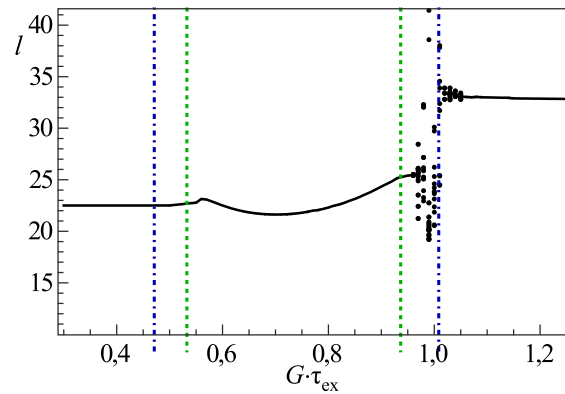


Рис. 9. Зависимость расстояния между пиками плотности экситонов от интенсивности накачки экситонов в области А при значительных размерах области А. Вертикальными линиями показаны границы области устойчивости однородного (пунктир) и неоднородного (штрихпунктир) распределений экситонов. На границе устойчивости неоднородного распределения в области А существует область накачки, где расстояние между пиками чрезвычайно чувствительно к параметрам, поэтому отображены отдельные точки, не лежащие на одну кривую.

Все расчеты проведены в безразмерных единицах, введенных во второй части работы выше формулы (6). Многие параметры, определяющие эти единицы, неизвестны. Из основных уравнений можно определить формулу для порога возникновения и размеров островков конденсированной фазы и сравнить их с экспериментальными данными, полученными в работах [1,2]. Согласно таким оценкам, проведенным в [30], единица длины имеет порядок $l_0 \sim 0,5$ мкм, а период структуры ~ 10 мкм.

4. Заключение

Исследована система из двух связанных двойных квантовых ям, в которых возбуждаются экситоны. Рассмотрен случай, когда в системах возможно образование конденсированной фазы экситонов. Конечность времени жизни экситонов может привести к образованию периодической структуры, которая перемещается в пространстве под действием внешней тянущей силы. Показано, как изменяя интенсивность возбуждения в одной квантовой яме, можно управлять периодом решетки движущихся импульсов в другой яме. Таким образом, полученные в работе результаты вместе с результатами работы [23], в которой показано, как с помощью лазера можно включать и выключать поток импульсов, описывают систему позволяющую передавать информацию на большие расстояния.

1. L.V. Butov, A.C. Gossard, and D.S. Chemla, *Nature* **418**, 751 (2002).
2. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **83**, 146 (2006).
3. M. Remeika, J.C. Graves, A.T. Hammack, A.D. Meyertholen, M.M. Fogler, L.V. Butov, M. Hanson, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186802 (2009).
4. A.A. High, A.K. Thomas, G. Grosso, M. Remeika, A.T. Hammack, A.D. Meyertholen, M.M. Fogler, L.V. Butov, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 087403 (2009).
5. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **96**, 138 (2012).
6. Michael Stern, Vladimir Umanskyi, and Israel Bar-Josephi, *Science* **343**, 55 (2014).
7. Mathieu Alloing, Mussie Beian, Maciej Lewenstein, David Fuster, Yolanda González, Luisa González, Roland Combescot, Monique Combescot, and François Dubin, *Europhysics Lett.* **107**, 10012 (2014).
8. A.V. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *ФНТ* **42**, 438 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 340 (2016)].
9. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **84**, 390 (2006).
10. Sen Yang, A.T. Hammack, M.M. Fogler, L.V. Butov, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187402 (2006).
11. L.S. Levitov, B.D. Simons, and L.V. Butov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 176404 (2005).
12. V.I. Sugakov, *Solid State Commun.* **134**, 63 (2005).
13. A.A. Chernyuk and V.I. Sugakov, *Phys. Rev. B* **74**, 085303 (2006).
14. A.V. Paraskovov and T.V. Khabarova, *Phys. Lett. A* **368**, 151 (2007).
15. C.S. Liu, H.G. Luo, and W.C. Wu, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 9659 (2006).
16. V.K. Mukhomorov, *Phys. Solid State* **52**, 241 (2010).
17. J. Wilkes, E.A. Muljarov, and A.L. Ivanov, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 187402 (2012).
18. S.V. Andreev, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 146401 (2013).
19. V.S. Babichenko and I.Ya. Polishchuk, *JETP Lett.* **97**, 726 (2013).
20. A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov, and V.V. Tomylko, *Phys. Rev. B* **90**, 205308 (2014).
21. P.A. Suris, *JETP* **122**, 602 (2016).
22. O.I. Dmytruk and V.I. Sugakov, *Phys. Lett. A* **376**, 2804 (2012); O.I. Dmytruk and V.I. Sugakov, *Physica B* **436**, 80 (2014).
23. V. Mykhaylovskyy, V. Sugakov, and I. Goliney, *J. Nanophotonics* **10**, 033504 (2016).
24. Yu.E. Lozovik and O.L. Berman, *JETP Lett.* **64**, 573 (1996).
25. Д.В. Филь, С.И. Шевченко, *ФНТ* **44**, 1111 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 867 (2018)].
26. P. Glansdorff and I. Prigogine, *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*, Wiley, New York (1971).
27. H. Haken, *Synergetics*, Academic Press, Springer, New York (1983).
28. V.I. Sugakov, *Ukr. J. Phys.* **56**, 1124 (2011).
29. B.S. Kerner and V.V. Osipov, *Sov. Phys. Usp.* **32**, 101 (1989).
30. V.I. Sugakov, *J. Phys.: Condensed Matter* **31**, 475301 (2019).
31. V. Mykhaylovskyy and V. Sugakov, *Ukr. J. Phys.* **63**, 396 (2018).
32. J.R. Leonard, M. Remeika, M.K. Chu, Y.Y. Kuznetsova, A.A. High, L.V. Butov, J. Wilkes, M. Hanson, and A.C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 231106 (2012).

Динаміка імпульсів конденсованих екситонних фаз у зв'язаних квантових ямах

В.В. Михайловський, В.І. Сугаков

Розглянуто динаміку руху імпульсів екситонних конденсованих фаз у двох зв'язаних квантових ямах, в яких збуджуються екситони та на які діє зовнішня сила, що тягне. Задачу розглянуто при феноменологічному виборі вільної енергії для екситонів з урахуванням скінченності часу життя екситонів. Припускається, що конденсована екситонна фаза виникає внаслідок взаємодії між екситонами, і її параметри залежать від часу життя екситонів. В ямі, яка має велику довжину, виникає періодичний потік імпульсів, швидкість яких залежить від сили, що тягне. Показано, що відстанню між імпульсами та іншими параметрами можна керувати

опроміненню квантової ями в іншій області, яка віддалена від області спостереження.

Ключові слова: екситон, конденсована фаза, квантова яма, імпульси.

Dynamics of the pulses of excitonic condensed phases in coupled quantum wells

V.V. Mykhaylovskyy and V.I. Sugakov

We consider the dynamics of the pulses of excitonic condensed phases in two interacting quantum wells, in which

excitons are excited and in the presence of an external pulling force. We use the phenomenological expression of free energy for excitons and take into account the finiteness of the exciton lifetime. It is assumed that the excitonic condensed phase arises due to the interaction between excitons, and the condensed phase parameters depend on the exciton lifetime. In a well having a long length, a periodic flow of pulses occurs, the speed of which depends on the pulling force. It is shown that the distance between the pulses and other parameters can be controlled by irradiation of another region of the quantum well, far from the observation region.

Keywords: exciton, condensed phase, quantum well, pulses.