

Министерство образования и науки Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики полупроводников

**Исследование статической и динамической фотопроводимости слоёв,  
содержащих квантово-размерные включения на основе соединений  
A2-B6**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 412 группы

направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»

факультета nano- и биомедицинских технологий

Сосновцева Виталия Вальерьевича

Научный руководитель (руководитель)

к.ф.-м.н. \_\_\_\_\_

должность, уч. степень, уч. Звание

подпись, дата

М.Д. Матасов

инициалы, фамилия

Зав. кафедрой

Заведующий кафедрой физики полупроводников СГУ,

д.ф.-м.н., профессор \_\_\_\_\_

должность, уч. степень, уч. звание

подпись, дата

А.И. Михайлов

инициалы, фамилия

Саратов, 2016 год

## **Введение**

Одними из наиболее перспективных эффектов и явлений в наноэлектронике, являются явления, вызванные квантово-размерными эффектами. Ситуация, в которой размеры, участвующих в тех или иных процессах объектов, сравнимы с длиной волны Де Бройля называются квантово-размерными эффектами. Вообще, сопоставимость размера объекта с характеристической длиной той или иной физической величины, позволяет приобретать объектам свойства, отличающиеся от объёмного материала, сильно превышающего данный размер.

Наиболее интересная для наноэлектроники ситуация возникает когда размеры полупроводниковой частицы имеют порядок квантовой длины волны электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне. Этот принцип лежит в основе применения квантовых точек (наночастиц).

## **Цель**

Определить влияние квантово-размерных эффектов на явление фотопроводимости. Исследовать оптические характеристики слоёв фоточувствительных наночастиц. Получить Вольт- Амперные характеристики таких слоёв. Теоретически предсказать статическую и динамическую характеристику фотопроводимости.

## **Рассмотрения электрических и оптических свойств образцов содержащих наночастицы**

Образец для исследования был получен, посредством нанесения на подложку квантовых точек. Подложка представляла стекло с нанесенным на него покрытием из оксида индия-олова (ITO).

Квантовые точки являлись частицами имеющими структуру ядра и двух оболочек CdSe/CdS/ZnS.

Для нанесения слоев квантовых точек на поверхность стекла использовалась Технология Ленгмюра — Блоджетт.

Основная идея метода заключается в формировании на водной поверхности мономолекулярного слоя амфифильного вещества и последующем его переносе на твёрдую подложку. В водной фазе молекулы амфифильного вещества располагаются на поверхности раздела «воздух-вода».

Для формирования поверхностного мономолекулярного слоя используют сжатие поверхностного слоя с помощью специальных поршней. При последовательном изотермическом сжатии изменяется структура мономолекулярной пленки, которая проходит через ряд двумерных состояний, условно именуемых состояниями газа, жидкого кристалла и твердого кристалла. Таким образом, зная фазовую диаграмму пленки, можно управлять её структурой и связанными с ней физико-химическими свойствами. Перенос пленки на твердый носитель осуществляют погружением в раствор и последующим извлечением из него плоской подложки, на которой при этом происходит адсорбция поверхностной пленки. Точки наносились на одну из сторон стекла.

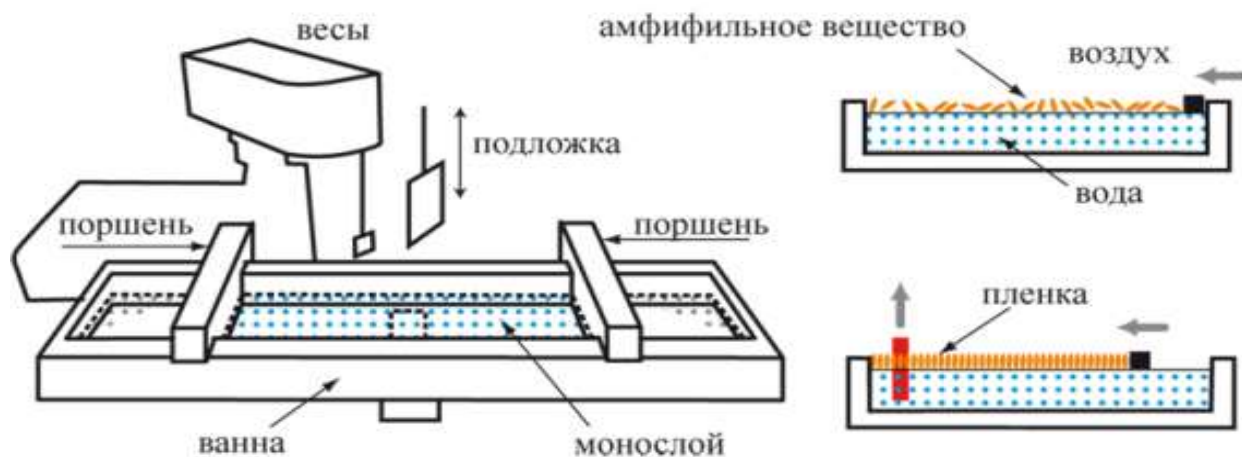


Рисунок 8 – Технология Ленгмюра – Блоджетт

Таким способом было изготовлено 3 образца. Первый образец представлял собой монослой квантовых точек, нанесенный на подложку. Второй и третий образцы представляли из себя подложку с нанесенными на нее 9 и 14 слоями квантовых точек соответственно.

Первый образец использовался для изучения вольт-амперных характеристик квантовых точек. Второй и третий образцы использовались для изучения оптических характеристик слоев квантовых точек. На рисунке 10 представлено изображение полученных образцов.

Для изучения вольт-амперных характеристик образца использовался прибор NanoeducatorII.

Для начала было проведено исследование топографии поверхности образца с нанесенным монослоем квантовых точек методом атомно-силовой микроскопии в контактном режиме. Изображение было снято с области размером 6 на 6 мкм. Полученное изображение приведено на рисунке 11.

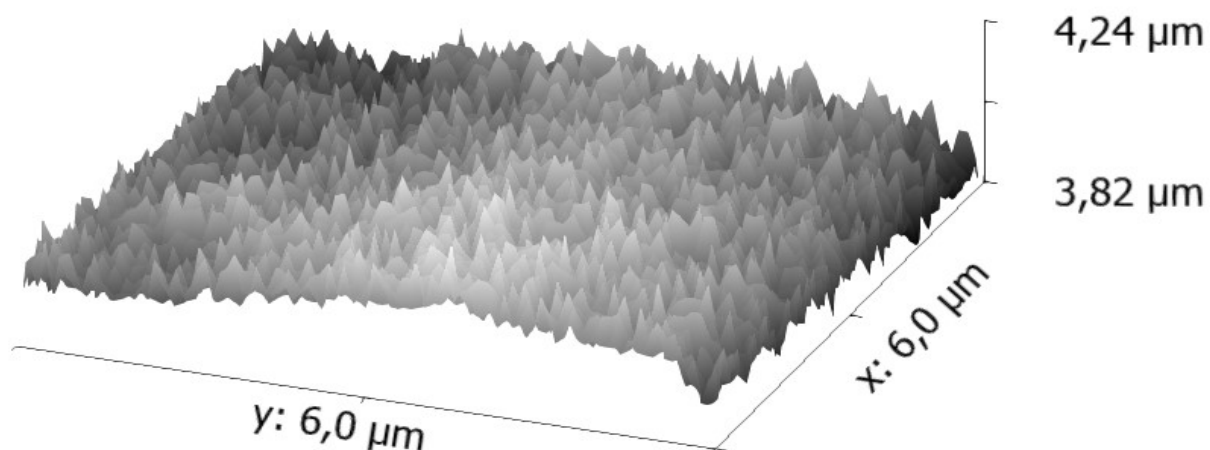


Рисунок 11 – Топография полученного образца

Далее было получено семейство вольт-амперных характеристик образца. Типовая ВАХ образца приведена на рисунке 12.

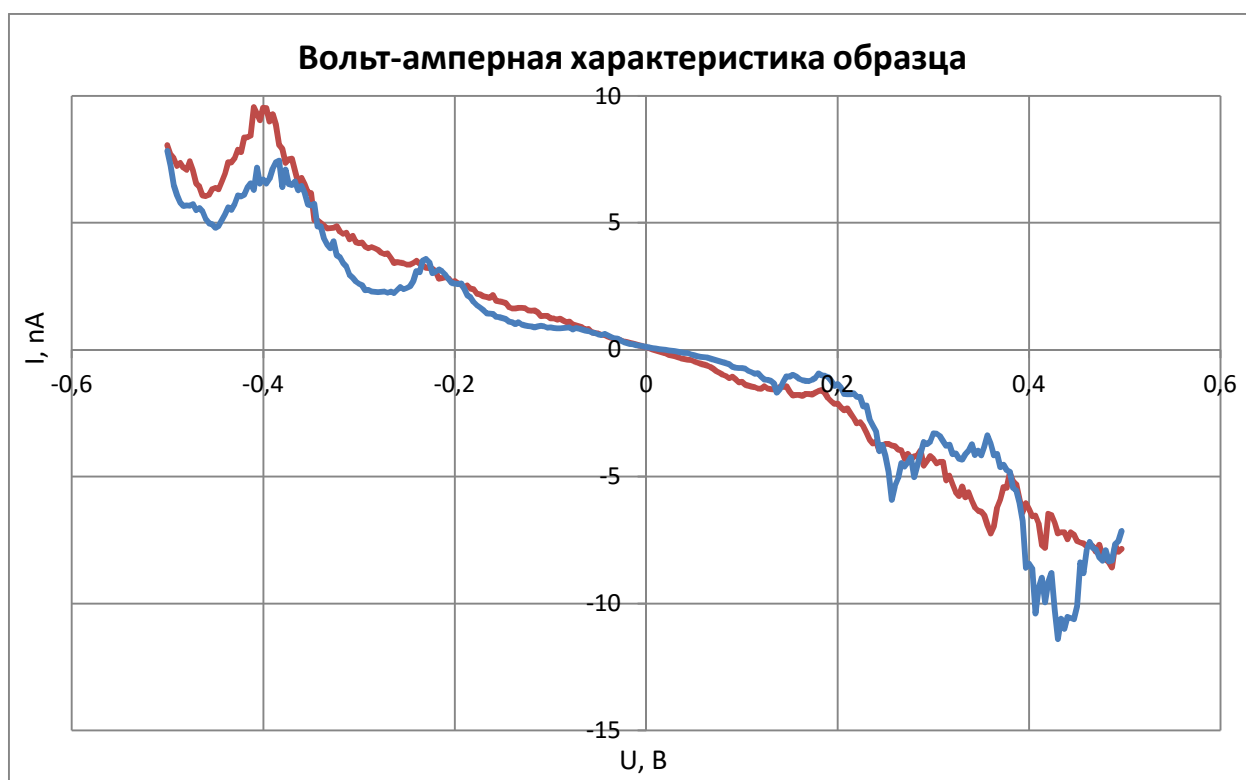


Рисунок 12 – Типовая вольт-амперная характеристика образца

Для исследования оптических свойств наночастиц использовался монохроматор МДР-41, представленный на рисунке 13



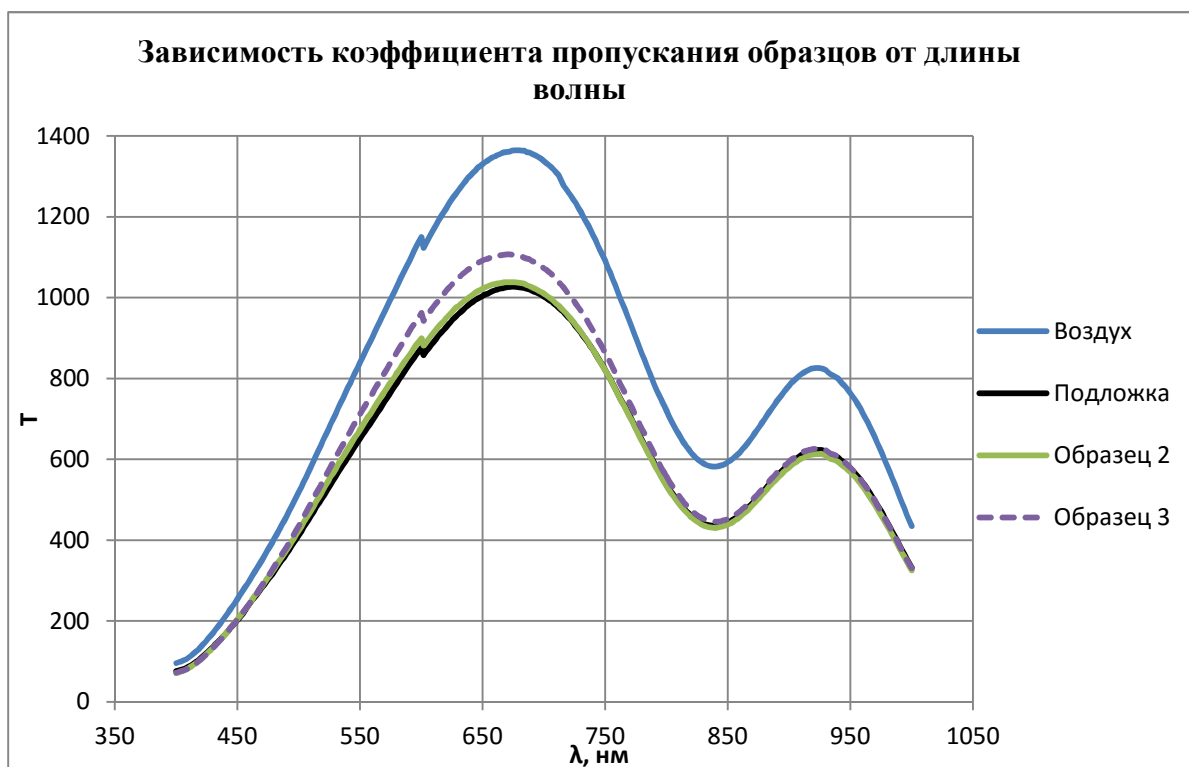
Рисунок 13 – Монохроматор МДР-41

Для данной работы использовались образцы 2 и 3, изготовленные ранее. Образец 2 представлял из себя подложку с нанесенными 9 слоями квантовых точек, образец 3- подложку и нанесенными 14 слоями квантовых точек.

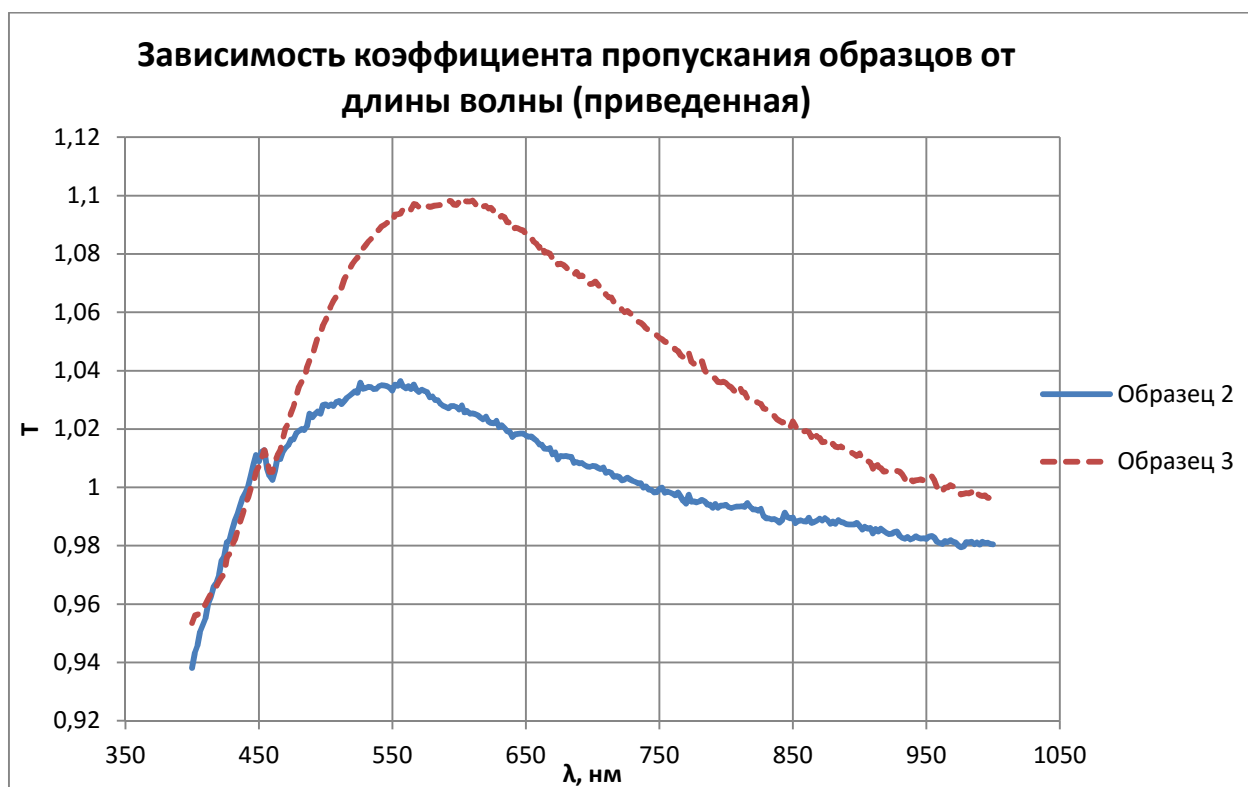


Рисунок 13 – Монохроматор МДР-41

При помощи данного монохроматора были сняты зависимости коэффициентов пропускания для обоих образцов и для чистой подложки. Графики зависимостей приведены на рисунке 14



Для более детального изучения зависимостей были построены соответствующие графики. Для их построения значения пропускания для образцов с нанесенным покрытием делились на значения пропускания для чистой подложки. Данные зависимости изображены на рисунке



Полученные спектры пропускания слоёв наночастиц обуславливались коэффициентом отражения от слоя.

Спектры пропускания слоёв наночастиц имели ряд особенностей. Основная из них это пропускание превышающее пропускание стекла. Закон Буггера гласит [Лансберг], интенсивность света убывает экспоненциально при проникновении света в материал.

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где  $I$ -плотность потока излучения,  $\alpha$ -коэффициент поглощения,  $x$ -глубина проникновения света.

Тогда  $I_{ls}$ -плотность потока излучения после прохождения света через подложку с нанесёнными на неё наночастицами.

$$I_{ls} = I_0(1 - R_l)e^{-\alpha_l d_l}(1 - R_s)e^{-\alpha_s d_s}, \quad (2)$$

где  $\alpha_l$ -показатель поглощения слоя наночастиц,  $R_l$ -коэффициент отражения слоя наночастиц,  $d_l$ -толщина слоя наночастиц,  $\alpha_s$ -показатель поглощения слоя наночастиц,  $R_s$ -коэффициент отражения слоя наночастиц,  $d_s$ -толщина подложки на которую нанесён слой.

$$I_s = I_0(1 - R_s)e^{-\alpha_s d_s}, \quad (3)$$

Измеряемыми величинами являлись плотности потока излучения, прошедшего сквозь образец, или стекло, измеренные в произвольных единицах, тогда для того, чтобы определить коэффициент поглощения слоя наночастиц необходимо поделить для каждой длины волны спектр  $I_{ls}$  на спектр  $I_s$ , получим.

$$\frac{I_{ls}}{I_s} = (1 - R_l)e^{-\alpha_l d_l}, \quad (4)$$

коэффициенты пропускания, которого зависят от длины волны.

Ситуация, в которой коэффициент пропускания образца, нанесённого на подложку больше чем чистой подложкой объясняется конструктивной многолучевой интерференцией.

$$E_l = E_0 \frac{t^2}{r^2} e^{i(\omega t - kd(2l-1))} r^{2l}, \quad (5)$$

$$E_{res} = \sum_{l=1}^{\infty} E_0 \frac{t^2}{r^2} e^{i(\omega t - kd(2l-1))} r^{2l} = E_0 \frac{t^2}{r^2} e^{i(\omega t + kd)} \sum_{l=1}^{\infty} e^{-i2kl} r^{2l} = E_0 \frac{t^2}{r^2} e^{i(\omega t + \dots)} \sum_{l=1}^{\infty} (e^{-i2kd} r^2)^l, \quad (6)$$



В соответствии с формулой для суммы бесконечного ряда можно получить выражение для результирующего поля.

$$E_{res} = E_0 t^2 e^{i(\omega t + k \cdot r)} \frac{1}{1 - (e^{-i2kd_r^2})}, \quad (7)$$

$$I_{res} = I_0 T^2 \left| \frac{1}{1 - (e^{-i2kd_r^2})} \right|^2. \quad (8)$$

При определённом соотношении  $k$  и  $d$ , можно получить пропускание  $T$  больше единицы.

Таким образом, были изготовлены несколько образцов с использованием технологии Ленгмюра — Блуджетт. Также были изучены электрофизические свойства полученных образцов.

### **Теоретическое описание возникновения фототока в проводнике, облучённом модулированным излучением**

Функция генерации является собой возникновение носителей при поглощении света, соответственно при исчезновении одного кванта света появляется либо один носитель, либо пара в зависимости от того какое это поглощение межзонное или примесное. Из того что исчезновение одного кванта рождает один или несколько носителей можно сделать вывод

$$r_{\phi} - g_{n,p} = 0. \quad (9)$$

Детальное равновесие фотонов и носителей можно представить в следующем виде:

$2n_{\phi} + n + p = const$  - при межзонном поглощении, и только тогда когда  $n_{\phi} \neq n_{\phi}(t)$ , и свет не поглощается не за счёт никаких других переходов в частности на центрах рекомбинации.

При поглощении на примесях и центрах  $n_{\phi} + n_r + 2n = const$ .

Запишем уравнение непрерывности для потока фотонов.

$$\operatorname{div} \vec{j}_{\phi} = -r_{\phi} - \frac{\partial n_{\phi}}{\partial t} + g_{\phi}, \quad (10)$$

Кроме того,  $g_{\phi} = \frac{\partial n_{\phi}}{\partial t} = 0$  и генерация электронов равна рекомбинации фотонов. Тогда из получим  $\operatorname{div} \vec{j}_{\phi} = -g_n$ .

Рассмотрим 2 предельных случая, в которых мы будем накладывать условия на количество генерируемых носителей заряда и записывать определённый закон модуляции генерирующей функции  $g_{n,p} = g_{n,p}(t)$ . Априори предполагаем, что функции генерации равномерно по поверхности освещает образец, т.е. не зависит от координат  $x, y$ . Однородный поток.

1. Пусть у нас система практически не вышла из равновесного состояния при воздействии освещением. Это значит

$$\begin{aligned} p + p_t &\ll p_r, n_r \\ n + n_t &\ll p_r, n_r, \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда квазинейтральность будет осуществляться при помощи соотношения:

$$(p + p_t) + p_r - (n + n_t) = 0, \quad (12)$$

при том  $p_r \approx \text{const}, n_r \approx \text{const}$ , такое предположение говорит о статистической независимости рекомбинации электрона и дырки, но при этом нарушается принцип квазинейтральности, выраженный выражение. В силу того, что возбуждение слабое и нарушение нейтральности будет незначительным, можно вслед за Роузом, пренебречь выражением, и не учитывать образующийся заряд. А принять  $n_r = \text{const}, p_r = \text{const}$ . Но можно аналогичное предположение связать с логикой нейтральностью системы, модифицировав условие (2)

$$(p + p_t) + p_r - (n + n_t) = N_b, \quad (13)$$

где  $N_b$  - это концентрация захваченных особо рода центрами электронов. Особенность этих центров, заключается, что они имеют строение

внешний оболочки такое, что дырке захватиться этим центром будет крайне не выгодно, одним словом электрон будет находиться на этом центре, но участвовать в процессах высвобождения и захвата не будет. Возможно, таким центром может явиться акцепторный атом. При этом, такие заряженные дефекты находятся в практически (с точностью до постоянной решётки) том же месте геометрического пространства (координат), что и центры  $p_r$ , поэтому фактор кулоновского притяжения не будет сказываться заметным образом, из-за того, что центры перемещены они притягивать дырки не будут. В итоге, первая модель будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial n(1+K_n)}{\partial t} = g - \gamma_n n p_r, \\ \frac{\partial p(1+K_p)}{\partial t} = g - \gamma_p p n_r, \\ p_r = p_{r0} = const, \\ n_{r0} = N_r - p_{r0} = N_b. \end{cases} \quad (14),$$

Введя понятие времени жизни для электронов и дырок

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p_r}, \tau_p = \frac{1}{\gamma_p n_r}, \text{ и с учётом выражения для генерации получим}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(1+K_n)}{\partial t} + \frac{n}{\tau_n} &= -div \vec{j}_\phi(t), \\ \frac{\partial p(1+K_p)}{\partial t} + \frac{p}{\tau_p} &= -div \vec{j}_\phi(t) \end{aligned}, \quad (15)$$

Немного преобразуем уравнения к виду более удобному для решения.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n}{\tau_n(1+K_n)} &= \frac{g(t)}{(1+K_n)}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p}{\tau_p(1+K_p)} &= \frac{g(t)}{(1+K_n)}. \end{aligned} \quad (16)$$

В уравнении (21) введём такой кинетический параметр как время фото ответа  $\tau_0 = \tau(1 + K_{n,p})$ . Вводя различные модуляции от времени  $\vec{j}_\phi = \vec{j}_\phi(t)$  и виды можно, можно получить зависимость концентрации от времени.

2. Воспользуемся условием нейтральности в форме (18), т.е. пренебрежём  $N_b$ . Предположим, что интенсивность света падающего на образец достигала средних значений, и концентрация центров рекомбинации для дырок много больше концентрации для электронов  $p_{r0} \approx 0$ , поэтому все образующиеся дырки будут захватываться центрами, а дырок в свободном состоянии будет пренебрежимо мало. Получим:

$$p_r = (n + n_i). \quad (17)$$

Полупроводник станет квазимонополярным и уравнения описывающее кинетику его носителей примет вид:

$$\frac{\partial n(1 + K_n)}{\partial t} + \gamma_n n^2 (1 + K_n) = -\text{div} \vec{j}_\phi(t). \quad (18)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \gamma_n n^2 = \frac{g(t)}{(1 + K_n)}. \quad (19)$$

Если мы будем пренебрегать  $\text{div}(\vec{j}_{n,p}) = 0$ , Все процессы будут происходить одновременно в разных точках объёма образца и изменение концентрации, будет происходить одновременно во всех точках образца, рассматривая изменения в одной точке результаты вычислений можно перенести на любые другие. Носители распределены равномерно.

Продолжим рассмотрение процессов, проходящих в фотопроводнике, в двух направлениях.

1. При приложении малого напряжения тянущего неравновесные носители. Это случай когда мы пренебрегаем дивергенцией тока.  $\text{div}(\vec{j}_{n,p}) = 0$ . Всё исследование будет заключаться в решение уравнений

(21) и (24) для разных видов зависимости функции генерации или же плотности светового потока от времени  $\vec{j}_\phi = \vec{j}_\phi(t)$ .

2. Введение члена, отвечающего за неоднородность, в кинетические уравнения вначале уравнения (21,24) с учётом  $\text{div}(\vec{j}_{n,p}) \neq 0$

В соответствие с намеченным планом, начнём с пункта 1. будем решать каждое из уравнений (21) методом преобразования Лапласа для случая синусоидально моделированного сигнала освещения. Заменим  $\text{div} \vec{j}_\phi(t)$  функцией генерации  $g(t)$ , которая равна

$$g(t) = g_0(1 - m \cos(\Omega t)), \quad (20)$$

После применения к обеим частям преобразования Лапласа, т.к.

функция зависимости концентрации от времени  $n(t) \leq M e^{\rho t}$   $N(z) = \int_0^\infty n(t) e^{-zt} dt$  и алгебраических преобразований получим выражение для изображения:

$$N(z) = \frac{g_0}{z \left( z + \frac{1}{\tau_0} \right)} + \frac{n(0)}{\left( z + \frac{1}{\tau_0} \right)} - \frac{1}{\Omega} \frac{g_0 m \frac{z}{\Omega}}{\left( 1 + K_{n,p} \right) \left( z + \frac{1}{\tau_0} \right) \left( \left( \frac{z}{\Omega} \right)^2 + 1 \right)}, \quad n(0) = 0. \quad (21)$$

$$N_0(z) = \frac{1}{\Omega} \frac{g_0 m \frac{z}{\Omega}}{\left( 1 + K_{n,p} \right) \left( z + \frac{1}{\tau} \right) \left( \left( \frac{z}{\Omega} \right)^2 + 1 \right)}, \quad (22)$$

$$N_0(z) = N_1 \left( z + \frac{1}{\tau_0} \right), \quad \text{где} \quad N_1(z) = \frac{1}{\Omega} \frac{\frac{z}{\Omega} - \frac{1}{\tau_0 \Omega}}{z \left( \left( \frac{z}{\Omega} - \frac{1}{\tau_0 \Omega} \right)^2 + 1 \right)}, \quad \text{тогда в силу закона}$$

смещения для преобразования Лапласа  $n_0(t) = n_1(t) e^{-\frac{t}{\tau}}$ , последовательно применяя правила и законы для преобразования Лапласа, такие как изображение интеграла, подучим решение.

$$n(t) = g_0 \tau \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + \frac{g_0 m \tau}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_0)^2}} \cos(\Omega t - \arctg \Omega \tau) \quad (23)$$

## Заключение

Проделанная работа говорит о том, что наноразмерные элементы слоёв составленных из наночастиц, оказывают принципиальное влияние на коэффициент пропускания слоёв. Такое влияние заключается в том, что максимум коэффициента пропускания смещается в более коротковолновую область. Кроме того, плавная форма спада графика зависимости коэффициента пропускания от длины волны, определяется тем, что слои состоят из наночастиц, имеющих разброс по размерам, и как следствие имеющие разброс по длинам волн краёв поглощения, что приводит к плавной результирующей кривой. “Гауссообразная” форма края пропускания свидетельствует о том, что разброс наночастиц по размерам удовлетворял “нормальному” распределению.

Вольт-амперные характеристики демонстрировали линейность. Соответственно на границе наночастиц и зонда барьеров не образуется. При низких напряжениях наблюдается явный омический контакт, при высоких напряжениях происходили очевидные пробои, что приводило к спонтанному изменению силы тока. Теоретическое рассмотрение процессов фотопроводимости, вызванных зависящем от времени воздействием, продемонстрировало интересный результат, заключающийся в том что, зависимость от времени концентрация неравновесных носителей заряда ведётся себя аналогичным образом с зависимостью электрического тока от времени в RC цепочках.