

ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых  
технологиях" при ФТИ им. А.Ф. Иоффе

## **МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ**

Определение концентрации, энергии ионизации и сечения захвата дефектов с глубокими уровнями методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней.

*Методические указания к лабораторным работам  
по диагностике материалов*

Санкт-Петербург  
2010

## **Оглавление:**

Метод измерения	3
Установка для проведения измерений	10
Подготовка образцов к проведению измерений	11
Проведение измерений	11
Подготовка к проведению измерений спектров НСГУ	11
Проведение измерений спектров НСГУ	12
Обработка результатов измерений	13
Задачи лабораторной работы	14
Литература	15
Приложение	15
Контрольные вопросы	15

## Введение

Дефекты с глубокими уровнями влияют на времена жизни и концентрацию сводных носителей заряда, поэтому они в значительной степени определяют выходные эксплуатационные характеристики таких полупроводниковых приборов как светодиоды, лазерные диоды, транзисторы и т.д. Таким образом, определение параметров дефектов с глубокими уровнями является необходимой технологической задачей.

## Метод измерения

Метод Нестационарной Спектроскопии Глубоких Уровней (НСГУ) основан на анализе температурной зависимости изменения барьерной емкости полупроводниковой структуры после импульсного изменения напряжения смещения.

Рассмотрим барьер Шоттки на полупроводнике *n*-типа проводимости ( $n_0$  – концентрация электронов в нейтральном полупроводнике), где наряду с мелкими донорами  $E_d$  (с концентрацией  $N_d$ ) присутствуют электронные ловушки с концентрацией  $N_T$  и энергией ионизации относительно дна зоны проводимости  $E_T$  (Рис.1). Пусть  $N_T \ll n_0, N_d$ . Если обратное напряжение смещения  $V_1$  (Рис.1 а) поддерживается достаточно долго для достижения равновесного состояния, тогда в области пространственного заряда (ОПЗ) шириной  $W_1$  практически нет свободных носителей, т.е.  $n \approx p \approx 0$ , все мелкие доноры ионизованы, то есть заряжены положительно. Поскольку свободных электронов (и дырок) в основной части ОПЗ нет, их захватами на ловушки можно пренебречь и в этой части ОПЗ концентрация электронов ( $n_T$ ) на ловушках равна следующей величине:

$$\frac{n_T}{N_T} = \frac{e_n^t}{e_n^t + e_p^t} \quad (1)$$

где  $e_n^t$  и  $e_p^t$  – скорости термической эмиссии электронов и дырок с ловушки.

Для электронных ловушек темп термической эмиссии электронов  $e_n^t$  значительно выше, чем темп термической эмиссии дырок  $e_p^t$  (т.е. выполняется условие  $e_n^t \gg e_p^t$ ), поэтому в равновесном состоянии эти глубокие уровни не заняты электронами. Если теперь уменьшить обратное смещение до величины  $V_2$  ( $|V_2| < |V_1|$ ). (Рис.1 б), то в области

между  $W_2$  и  $W_1$  в зоне проводимости  $E_C$  восстановится равновесная электронная концентрация свободных носителей заряда, и глубокие уровни будут заполняться электронами, поскольку скорость их захвата  $n_0 C_n$ , где  $C_n$  – коэффициент захвата электронов на глубокий уровень, велика:

$$n_0 C_n \gg e_n^t + e_p^t \quad (2)$$

(Одновременно с захватом идет и эмиссия, но скорость последней мала и захват доминирует)

Условие (2) выполняется при не слишком высокой температуре. При восстановлении обратного напряжения  $V_I$  (Рис.1 в) в момент времени  $t = 0$  свободные электроны моментально (с максвелловской постоянной времени) удаляются из основной части ОПЗ и электроны с ловушек в этой области начинают эмитироваться в зону проводимости и мгновенно удаляются из ОПЗ. Тогда можно написать выражение для концентрации электронов на уровне  $E_T$ :

$$n_T(t) \approx n_T(0) \exp(-e_n^t t) \quad (3)$$

где темп эмиссии  $e_n^t$  рассчитывается по формуле:

$$e_n^t = \langle V_{th} \rangle \sigma_{n\infty} N_C \frac{g_0}{g_1} \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \quad (4)$$

в которой  $\langle V_{th} \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}$  – средняя тепловая скорость;  $m^*$  –

эффективная масса электронов в зоне проводимости;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $\sigma_{n\infty}$  – сечение захвата электронов при бесконечно высокой температуре;  $g_0/g_1$  – отношение факторов вырождения глубокого уровня в опустошенном и заполненном состояниях (для обычных доноров  $g_0=1, g_1=2$ , для обычных акцепторов  $g_0=1, g_1=4$ );  $N_C$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Для прямозонных полупроводников типа арсенида галлия

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m^* kT}{(h)^2} \right)^{3/2}$$

где  $h$  – постоянная Планка.

Аналогичное выражение может быть получено и для скорости эмиссии дырок, если изучается эмиссия дырок с глубоких уровней.

Приведенное выражение для плотности состояний справедливы для эмиссии дырок и в непрямозонных полупроводниках Ge и Si. Для эмиссии электронов плотность состояний, полученную по вышеприведенной формуле надо умножить на 4 (для Ge) и 6 (для Si) по числу долин зоны проводимости.

Величина  $g_0/g_1$  для глубоких уровней обычно неизвестна, но она не сильно отличается от 1 и часто полагается равной ей, то есть, как бы включается в величину  $\sigma_{nx}$ .

Сразу после приложения напряжения  $V_1$  в момент времени  $t = 0$  ширина ОПЗ увеличивается до значения  $W_1 + \Delta W(0)$ . При  $t > 0$  захваченные на глубокие уровни электроны будут термически эмитироваться в зону проводимости и быстро выносятся электрическим полем из области объемного заряда, где вероятность процессов перезавхвата достаточно мала из-за малости времени пролета электронов через эту область. Поэтому ширина области объемного заряда будет релаксировать к своему стационарному значению  $W(0)$ . Высокочастотная емкость барьера Шоттки определяется шириной ОПЗ, поэтому начальное изменение ширины ОПЗ может быть выражено через изменение этой емкости  $\Delta C(0)$ . В случае низкой концентрации глубоких уровней ( $N_T \ll N_d$ ,  $C(0) = C_1 - C(0) \ll C_1$ , где  $C_1$  – стационарное значение емкости при  $V_1$ ,  $C(0)$  – значение емкости при  $V_1$  в момент  $t=0$ ). Тогда

$$\frac{\Delta C(0)}{C_1} = - \frac{\Delta W(0)}{W_1} \quad (5)$$

Это выражение легко получается из выражения для высокочастотной емкости барьера  $C = \epsilon S / (4\pi W)$ .

Поскольку падение напряжения на рассматриваемом нами барьере Шоттки при  $t > 0$  остается постоянным и равным  $V_1$ , выражение, аналогичное (5) справедливо и для  $\Delta C(t)$  и  $\Delta W(t)$ . Изменение ширины ОПЗ определяется изменением плотности заряда в ОПЗ ( $W \sim N^{1/2}$ , где  $N$  – концентрация заряженных центров в ОПЗ). Поэтому, если концентрация глубоких ловушек  $N_T$  не зависит от координаты, получаем выражение для расчета полной концентрации глубоких уровней  $N_T$  через концентрацию мелких донорных примесей  $N_d$ :

$$\frac{\Delta C(0)}{C_1} \approx - \frac{\Delta N}{2N} = - \frac{N_T}{2 N_d} \quad (6)$$

Аналогично соотношению (6) изменение емкости со временем подчиняется соотношению

$$\frac{\Delta C(t)}{C_1} \approx -n_T(t) / 2 N_d \quad (7)$$

Отсюда следует, что темп эмиссии электронов  $e_n^t$  с ловушек определяет временную зависимость емкости  $\Delta C(t)$ , связанной с опустошением глубокого уровня:

$$\Delta C(t) = \Delta C(0) \exp(-e_n^t t) \quad (8)$$

где  $\Delta C(0)$  – изменение емкости в начальный момент времени после восстановления обратного смещения. Из анализа временной зависимости  $\Delta C(t)$  (выражение (8)) можно определить темп эмиссии  $e_n^t$  электронов с глубокого уровня при разных температурах. Однако при анализе нестационарных процессов емкости требуется, чтобы темпы эмиссии, связанные с другими ловушками были пренебрежимо малы в том температурном диапазоне, где измеряется данная ловушка.

Во многих случаях это условие не соблюдается, и анализ релаксации емкости становится более неоднозначным и трудоемким. Поэтому широкое распространение получил метод Нестационарной Спектроскопии Глубоких Уровней (НСГУ) (или Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)), предложенный Лэнгом [1], который позволяет лучше разделить процессы эмиссии с разных глубоких уровней, происходящие в одной и той же температурной области, очень наглядно и быстро получать информацию о существовании ловушек в полупроводнике и легко обрабатывать данные эксперимента для определения параметров этих ловушек.

В классическом варианте DLTS анализ температурной зависимости емкости  $\Delta C(t)$  (8) проводится с помощью двухстробного интегратора, измеряющего разницу значений емкости в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ :

$$S(T) = \Delta C(t_1) - \Delta C(t_2) \quad (9)$$

Функция  $S(T)$  имеет максимум при определенной температуре, которую можно найти из условия  $dS/dT=0$ . Функция  $S(T)$  называется НСГУ спектром (**Ошибка! Источник ссылки не найден. 2**). Используя выражения (8) и (9) находим выражение для темпа эмиссии  $e_n^t$  в максимуме функции  $S(T)$ :

$$e_n^t(T_m) = \frac{\ln(t_2/t_1)}{(t_2 - t_1)} \quad (10)$$

Таким образом, выбирая  $t_1$  и  $t_2$ , мы задаем значение скорости (темпа эмиссии), при которой будет наблюдаться максимум в зависимости  $S$  от температуры. Зная из экспериментальной кривой эту температуру при заданных в эксперименте  $t_1$  и  $t_2$ , мы будем знать величину скорости эмиссии при этой температуре.

В процессе измерения НСГУ спектра медленно изменяется температура исследуемого диода, на который постоянное напряжение обратного смещения  $V_1$  и периодически импульсы напряжения, уменьшающие на короткий промежуток времени обратное смещение до напряжения  $V_2$  (часто  $V_2=0$ ). Измеряются значения релаксации высокочастотной емкости диода  $\Delta C(t)$  в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  и, затем, определяется их разница  $S(T)$ . Температурная зависимость  $S(T)$  имеет максимумы при разных температурах, в которых темп эмиссии носителей из ловушек с различными параметрами равен величине  $e_n^t$  определяемой через времена  $t_1$  и  $t_2$ , с помощью выражения (10).

Изменяя времена  $t_1$  и  $t_2$ , можно для каждой ловушки найти зависимость темпа эмиссии  $e_n^t$  от температуры, что позволит на основании выражения (4) определить такие параметры глубокого уровня, как энергия активации  $E_T$  и сечение захвата  $\sigma_\infty$ . Если импульс заполнения достаточно длинный, то  $n_T(0)=N_T$  и амплитуда релаксации емкости  $\Delta C(0)$  пропорциональна концентрации глубокого уровня (выражение (6)).

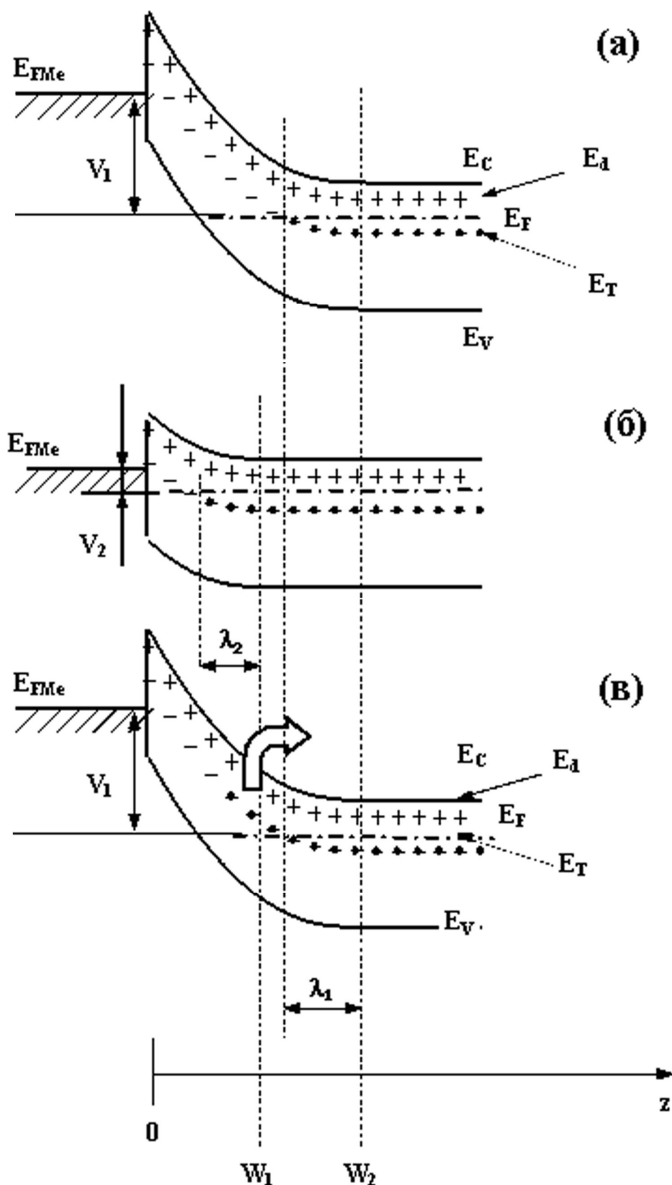


Рис. 1: Распределение заполненных и пустых электронных ловушек при различных значениях напряжения обратного смещения на барьере Шоттки: а) –  $V_1$ , б) –  $V_2$ , в) –  $V_1$ .



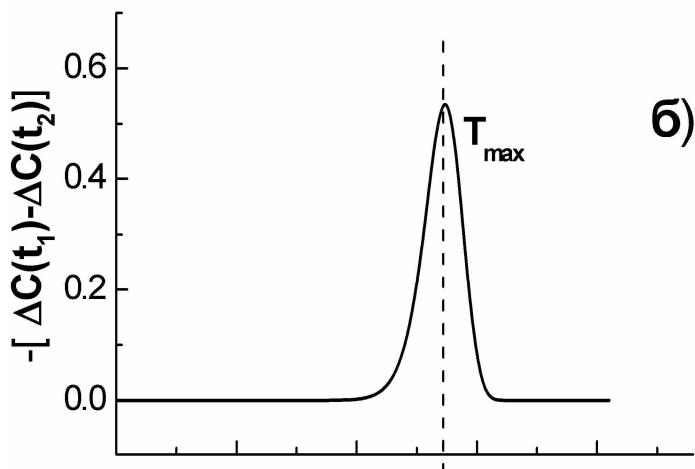
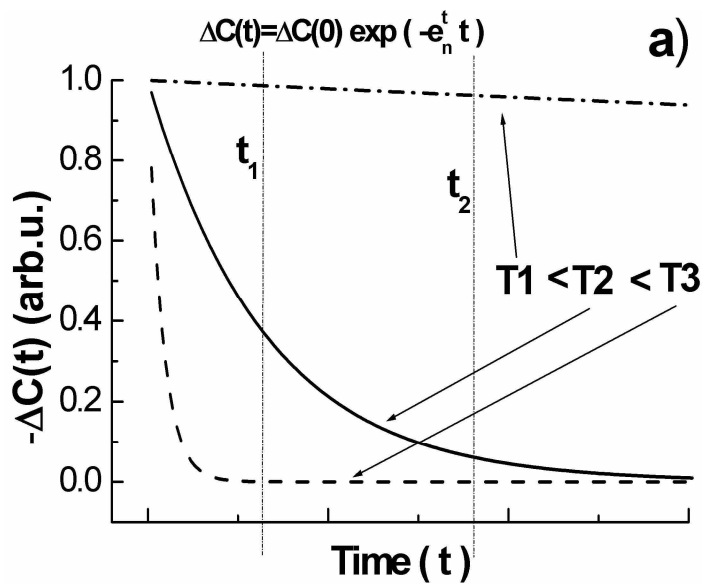


Рис. 2: Временная релаксация емкости  $\Delta C(t)$ , связанная с опустошением электронной ловушки, в зависимости от температуры (а). Примерный вид НСГУ-спектра (б).

### Установка для проведения измерений

Блок-схема установки для проведения измерений приведена на рис. 3. Она содержит следующие приборы.

1. Высокочастотный аналоговый мостовой измеритель емкости Boonton 72 В с характерным временем измерения 100 мкс, работающий на частоте 1 МГц с относительной погрешностью измерения емкости не более  $\pm 2\%$ . Допускается использовать для измерения емкости другие приборы, имеющие высокое быстродействие и дифференциальный вход.

Аналого-цифровой преобразователь для измерения релаксации емкости  $\Delta C(t)$  плата PCI-NI-6143 (National Instruments).

Генератор опорных сигналов и импульсного напряжения плата PCI-NI-6024E (National Instruments).

Датчик температуры на основе платинового термосопротивления Pt100 (точность определения температуры составляет  $\pm 0.5$  К).

Четырехпроводная система измерения сопротивления на основе мультиметра Fluke 8842A.

Криостат, обеспечивающий проведение измерений при температурах от 80 К до 470 К.

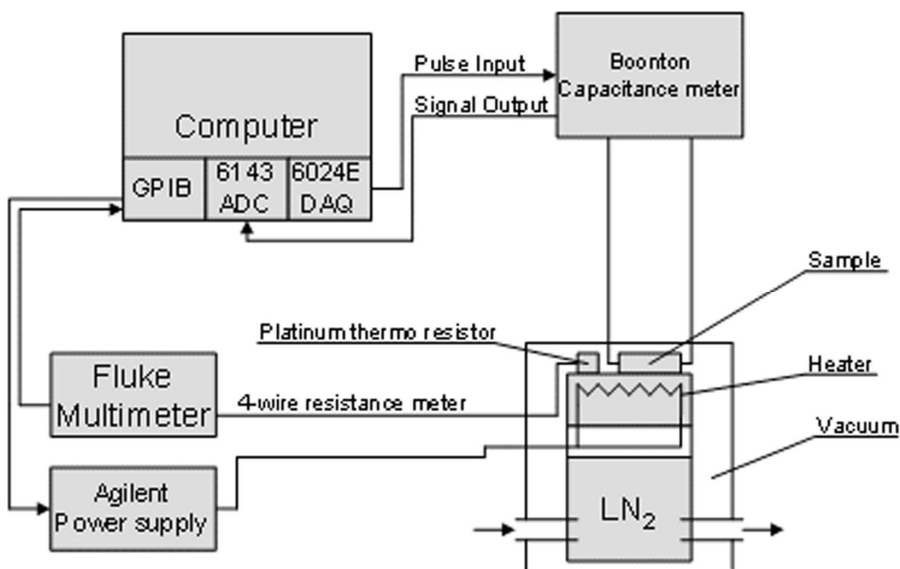


Рис. 3. Блок-схема установки для измерений

## **Подготовка образцов к проведению измерений**

Для проведения измерений на образцах с p-n-переходом изготавливаются омические контакты. Для полупроводникового материала типа GaAs омические контакты к р и n слоям изготавливаются путем напыления сплавов AuZn и AuGe, соответственно, с последующим вжиганием при температуре 400°C в течение 3 мин. в инертной атмосфере.

Для формирования барьера Шоттки на поверхности структур на основе GaAs n-типа проводимости на поверхность напыляется через маску последовательно Cr и Au с толщиной 10 нм и 1000 нм, соответственно.

Качество изготовления омических контактов и барьеров Шоттки проверяется с помощью проведения измерения вольт-амперных характеристик.

## **Проведение измерений**

### **Подготовка к проведению измерений спектров НСГУ**

Для проведения измерений НСГУ образец устанавливается в вакуумную камеру криостата. Между образцом и металлическим держателем криостата устанавливается тонкая прокладка из слюды (толщиной около 200 мкм) для обеспечения электрической развязки образца и криостата. Небольшая толщина слюдяной прокладки обеспечивает хороший тепловой контакт образца с держателем криостата, что позволяет достаточно точно контролировать температуру исследуемого образца.

Камеру криостата откачивают до уровня менее  $10^{-2}$  Па. Затем внешний объем криостата соединяют теплоизолированной трубкой с сосудом Дьюара с жидким азотом, который испаряется с помощью печки. Пары азота проходя через внешнюю камеру криостата охлаждают держатель и исследуемый образец до температуры 80 К. На исследуемую структуру подают постоянное обратное смещение, которое приводит к уменьшению емкости структуры. Для обычных образцов с барьером Шоттки со средними концентрациями основных носителей ( $10^{17} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) величина обратного смещения 1 – 3 В. Потом прикладывается импульс заполнения, уменьшающий отрицательное смещение. Параметры импульса заполнения выбираются в зависимости от типа исследуемого глубокого уровня. Для исследования ловушек основных носителей заряда суммарное

напряжение постоянного и импульсного смещения должно быть отрицательным или нулевым (нулевая величина смещения при действии импульса заполнения обеспечивает максимальную чувствительность при обнаружении ловушек основных носителей). Для исследования ловушек неосновных носителей заряда это напряжение должно быть положительным, что приведет к инжекции неосновных носителей заряда в ОПЗ. Экспериментально установлено, что длительность импульса заполнения порядка 50 мс достаточна для заполнения всех известных глубоких уровней, однако, обычно достаточна и гораздо меньшая продолжительность заполняющего импульса (1 мс и менее).

Для повышения чувствительности к дифференциальному входу измерителя емкости Boonton 72В подключают емкость примерно равную емкости исследуемой структуры при выбранном напряжении постоянного смещения. Это позволяет перейти к меньшему пределу измерения и, соответственно, повысить чувствительность системы к минимальной концентрации исследуемых дефектов с глубокими уровнями.

### **Проведение измерений спектров НСГУ**

Для проведения измерений НСГУ спектров подается напряжение на нагревательный элемент криостата. Система обратной связи поддерживает напряжение таким, чтобы Изменение температуры между двумя соседними кривыми релаксации емкости составляло 0.3 – 0.5 К. Экспериментально установлено, что в используемом криостате такая скорость нагрева обеспечивает минимальную перепад температур между исследуемым образцом и датчиком температуры. Температура изменяется в диапазоне от 80 К до 470 К.

Релаксация емкости  $\Delta C(t)$  с помощью аналого-цифрового преобразователя PCI-NI-6143 записывается в память компьютера. Соответствующая температура измеряется на платиновом термосопротивлении Pt100 с помощью 4-х проводной системы измерения сопротивления на основе мультиметра Fluke 8842A. В процессе проведения измерений формируется файл с данными о температурной зависимости релаксации емкости  $\Delta C(t)$ .

Кроме того, для оценки концентрации ловушек (выражение (6)) необходимо с помощью моста измерить полную дифференциальную

емкость образца в зависимости от напряжения смещения в области смещений, включающей  $V_1$ .

### Обработка результатов измерений

Обработка файла с данными о температурной зависимости релаксации емкости  $\Delta C(t)$  осуществляется с помощью программы (см. описание программы в компьютере), которая реализует режим двухстробного интегрирования, т.е. строит спектры НСГУ на основе выражения:

$$S(T) = \Delta C(t_1) - \Delta C(t_2)$$

Изменяя набор времен  $t_1$  и  $t_2$ , мы получаем серию НСГУ спектров. Следует отметить, что удобно при этом соотношение  $t_2/t_1$  удерживается постоянным, чтобы не изменять форму пиков в НСГУ спектре.

Эта же программа позволяет, как только определена (вручную с помощью курсора) температура, соответствующая пику  $S(T)$ , нанести эту точку на график Аррениуса, то есть на зависимость

$$e_n^t(T)/T^2 = f(1/T)$$

Согласно выражению (4) эта зависимость представляет собой экспоненту. Из наклона этого графика в полулогарифмическом масштабе можно вычислить энергию активации термической эмиссии носителей с исследуемой ловушки  $E_T$ , а из предэкспоненциального множителя – сечение захвата носителей  $\sigma_{nx}$ .

Обработка экспериментальных данных для получения спектра НСГУ может производиться и с помощью других коррелирующих функций, отличающихся от функции двухстробного интегрирования (9). Применение этих функций может улучшить разрешение установки (улучшить разделение близлежащих пиков в спектре) или улучшить отношение сигнал/шум и тем самым улучшить чувствительность установки к ловушкам с низкой концентрацией. Использование некоторых из этих функций также заложено в программе. В частности, возможно использование так называемой “lock-in” обработки, когда весь промежуток релаксации емкости делится пополам и величина сигнала релаксации интегрируется по каждой из половин промежутка релаксации, а полученные значения интегралов вычитаются один из другого. Результирующая функция в зависимости от температуры тоже имеет максимум, в котором скорость эмиссии носителей жестко связана с длительностью

промежутка релаксации и может быть вычислена. На основании этих вычислений также может быть построен график Аррениуса. Эта обработка увеличивает отношение сигнал/шум, но несколько уменьшает диапазон значений темпов эмиссии, который может быть достигнут на установке.

Возможно также использование обработки “box-car”, когда из интеграла от сигнала релаксации за промежуток времени ( $t_1, t_1 + \Delta t$ ) вычитается интеграл за промежуток ( $t_2, t_2 + \Delta t$ ). Эта методика обработки является промежуточной между двухстробным интегрированием и “lock-in” и также улучшает отношение сигнал/шум.

### Задачи лабораторной работы

1. Измерение зависимости высокочастотной емкости образца (барьера Шоттки) от напряжения.

Обнаружение глубоких ловушек для электронов в GaAs.

Построение графика Аррениуса и определение параметров ловушек при двухстробном интегрировании.

Построение графика Аррениуса и определение параметров ловушек при интегрировании типа “box-car”.

Оценка концентрации обнаруженных ловушек.

Для выполнения последней задачи следует использовать соотношение (6), величину  $N_d$  в котором определять из данных эксперимента (зависимость  $C$  от напряжения смещения  $V$ ) используя известное соотношение

$$N_d = \frac{2}{q\epsilon_r\epsilon_0 S^2} \left( \frac{d(C^{-2})}{dV} \right)^{-1}$$

где  $q$  – заряд электрона,  $S$  – площадь барьера Шоттки. Величину  $\Delta C(0)$ , входящую в (6) определять, используя величину максимума в спектре DLTS (при любых выбранных  $T$ ,  $t_1$  и  $t_2$ ) и соотношение

$$S_{max} = [\Delta C(t_1) - \Delta C(t_2)]_{max} = \Delta C(0) [exp(-e_n^t t_1) - exp(-e_n^t t_2)]$$

Необходимые для расчетов значения различных величин приведены в приложении и указываются преподавателем.



5. Причины релаксации высокочастотной барьерной емкости после скачка напряжения смещения.

6. Что такое нестационарная спектроскопия глубоких уровней (DLTS)? Последовательность подачи на барьер различных величин напряжения смещения в методе DLTS.

7. Процессы с участием глубоких уровней (в разных областях структуры с барьером Шоттки) в различные промежутки времени при DLTS. Изменение барьерной емкости в эти промежутки. Причины, вызывающие это изменение.

8. Что такое скорость термической эмиссии носителей с ГЦ, какими параметрами она определяется, что они означают? Что такое график Аррениуса?

9. Что измеряется в DLTS? Что такое спектр DLTS? Как он связан с ГЦ?

10. Устройство установки для DLTS. Назначение основных блоков.

11. Обработка результатов измерений. Методы двухстробного интегрирования, "lock-in", "box-car".

12. Как проводится простейшая оценка концентрации ГЦ? Условие применимости используемого метода.