

Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского
Радиофизический факультет

Кафедра электроники

Отчёт по лабораторной работе
Измерение времени жизни и диффузионной длины неосновных
носителей заряда в полупроводниках

Выполнили (430 гр):
Горюнов О.А., Индисов А.И.

2023 г.

Содержание

1 Теоретическая часть	3
1.1 Введение	3
1.2 Уравнение непрерывности	4
1.3 Релаксация фотовозбужденных носителей и время жизни	4
1.4 Стационарная инжекция с одной стороны образца и диффузионная длина .	5
2 Экспериментальная часть	6
2.1 Метод измерения времени жизни неосновных носителей заряда	6
2.2 Метод измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда	9
3 Практическая часть	11
3.1 Определение диффузионной длины	11
3.2 Определение времени жизни	13
4 Вывод	15

Цель работы

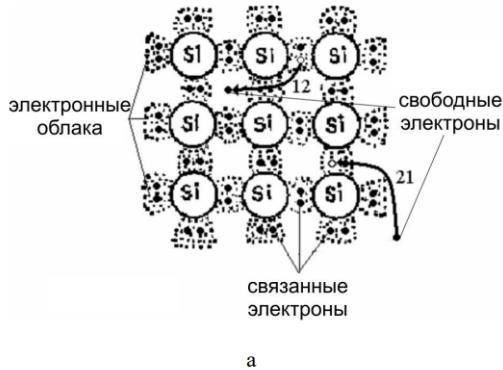
Познакомится с зонной теорией полупроводников, определить диффузионную длину и время жизни избыточных носителей заряда.

1 Теоретическая часть

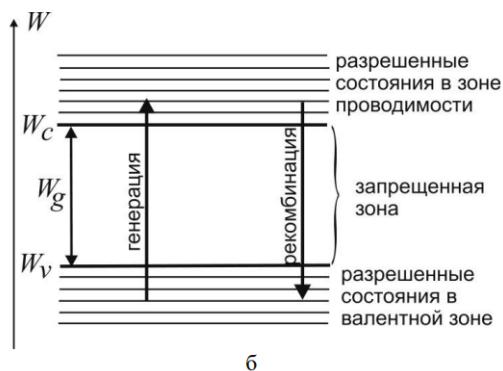
1.1 Введение

Одна из особенностей полупроводниковых кристаллов состоит в том, что концентрация свободных носителей заряда в них сильно меняется при внешних воздействиях. Такое изменение обусловлено разрывом валентных связей кристаллической решетки полупроводника (рис.1).

Явление перехода электрона из связанного состояния в валентной зоне в зону проводимости с разрывом валентной связи называется **межзонной** (биполярной) **генерацией**. В процессе генерации образуется электрон в зоне проводимости и оборванная валентная связь – дырка в валентной зоне. Обратный процесс перехода электрона в валентную зону с восстановлением валентной связи называют **межзонной** (биполярной) **рекомбинацией**.



а



б

Рис. 1: Схематическое изображение кристаллической решетки кремния.

1.2 Уравнение непрерывности

Уравнение непрерывности описывает процесс изменения объемной плотности заряда ρ в полупроводниковых структурах за счет перемещения электронов и дырок в пространстве, характеризующегося плотностью тока \vec{j} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{j} \quad (1)$$

Следует отметить, что кроме подвижных носителей в полупроводнике имеются неподвижные заряженные объекты – ионизированные атомы примеси, т.е. ионы доноров и акцепторов, а также заряженные дефекты кристаллической решетки.

Важно, что в уравнении (1) речь идет обо всех имеющихся зарядах, но мы в данной работе будем интересоваться поведением только подвижных носителей.

Изменение заряда электронов и дырок удобно анализировать по отдельности. Тогда для электронной составляющей $\rho = -e \cdot n$, где n – концентрация электронов, а для дырочной: $\rho = +e \cdot p$, где p – концентрация дырок. Однако, подставить выражения такого вида в (1) не достаточно. Как отмечалось во введении, концентрации электронов n и дырок p зависят от внешних воздействий и в общем случае непостоянны. Т.е. мы должны добавить слагаемые, отвечающие за генерацию и рекомбинацию электронно-дырочных пар:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n + G_n - R_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p + G_p - R_p \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь G_n и G_p – скорости генерации электронов и дырок в единице объема, т.е. количество носителей, создаваемых в единице объема полупроводника в единицу времени за счет внешних воздействий; R_n и R_p – скорости рекомбинации электронов и дырок, т.е. количество носителей, исчезающих в единице объема полупроводника в единицу времени.

1.3 Релаксация фотовозбужденных носителей и время жизни

Рассмотрим тонкий образец n -типа, освещаемый так, что свет генерирует электронно-дырочные пары равномерно по его объему. В отсутствие внешнего электрического поля и градиента концентрации дырок:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad (3)$$

где p_n – концентрация дырок в n -полупроводнике.

В стационарных условиях $\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$ и

$$p_n = p_{n0} + \tau_p G = \text{const} \quad (4)$$

Пусть в момент времени $t = 0$ освещение выключается. В последующие моменты времени $t > 0$ концентрация определяется уравнением:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad (5)$$

Используя начальное условие получим решение:

$$p_n = p_{n0} + \tau_p G e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (6)$$

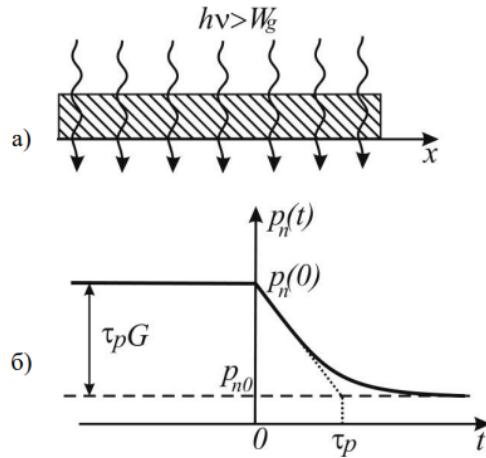


Рис. 2: Релаксация фотовозбужденных носителей.

1.4 Стационарная инжекция с одной стороны образца и диффузионная длина

Пусть избыточные носители инжектируются с одной стороны образца, например, при освещении коротковолновым светом, который генерирует электронно-дырочные пары в тонком приповерхностном слое. Например, для фотонов с энергией 3,5 эВ коэффициент поглощения 10^6 см^{-1} , то есть интенсивность такого излучения ослабляется в e раз в приповерхностном слое толщиной 10 нм, где, в основном, и генерируются избыточные носители заряда.

В стационарных условиях $\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$ поверхностная генерация приводит к появлению градиента концентрации неосновных носителей в приповерхностной области образца. При этом уравнение для неосновных носителей – дырок приобретает вид:

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} + \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (7)$$

Поскольку отсутствует электрическое поле, то дырки перемещаются только за счёт разности концентраций и существует только диффузионный ток. Он равен

$$j_p = -e D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \quad (8)$$

где D_p - коэффициент диффузии дырок.

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0 \quad (9)$$

с граничными условиями $p_n(x=0) = p_n(0)$ и $p_n(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$. Его решение имеет вид:

$$p_n(x) = p_{n0} + (p_n(0) - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (10)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Эту величину называют *диффузионной длиной* неосновных носителей заряда.



Рис. 3: Стационарная инжекция с одной стороны образца.

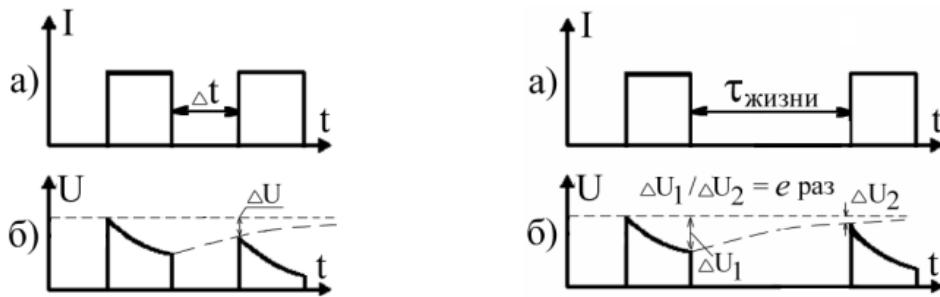
2 Экспериментальная часть

2.1 Метод измерения времени жизни неосновных носителей заряда

Для определения времени жизни используется метод модуляции проводимости, т.е. явления модуляции сопротивления области полупроводника вблизи точечного контакта металла с полупроводником при введении неосновных носителей из металла в полупроводник. Напомним, что на границе раздела металл-полупроводник существует энергетический барьер (барьер Шоттки), величина которого равна разности работ выхода из металла и полупроводника.

Носители вводятся в образец полупроводника через точечный контакт металл-полупроводник при помощи импульса тока, при этом они преодолевают энергетический барьер. Спустя некоторое время Δt (время задержки), в течение которого происходят рекомбинация и диффузия носителей, введенных первым импульсом, прикладывается второй импульс, играющий роль измерительного.

Падение напряжения на области полупроводника, примыкающей к точечному контакту, наблюдается с помощью осциллографа по разности амплитуд импульсов.



На рисунке показаны два импульса постоянного тока, поданных на образец в различные моменты времени, определяемые временем задержки второго импульса относительно первого. Уменьшение сопротивления, происходящее при введении носителей, приводит к уменьшению падения напряжения на точечном контакте. Так как ток через образец с помощью специальной радиотехнической схемы удерживается постоянным, то форма импульса напряжения, согласно закону Ома, пропорциональна изменению сопротивления образца от времени. Уменьшение сопротивления образца обусловлено возрастанием концентрации носителей из-за их инжекции из металлического контакта. После прекращения первого импульса тока число неравновесных носителей постепенно уменьшается в результате рекомбинации, поэтому сопротивление области полупроводника вблизи точечного контакта начинает возвращаться к исходной величине, увеличиваясь со временем. При этом изменение сопротивления следует за изменением числа носителей. Ввиду того, что при временах задержки, меньших или сравнимых с временем жизни неосновных носителей заряда, не все неосновные носители успевают рекомбинировать, импульс напряжения, соответствующий второму импульсу тока, будет несколько меньше по величине. Чем больше будет время задержки, тем меньше будет между первым и вторым импульсом напряжения. На рисунке далее показана амплитуда напряжения второго импульса в зависимости от времени задержки. Огибающая кривая этих импульсов представляет собой закон возрастания сопротивления точечного контакта и, следовательно, повторяет закон уменьшения числа неосновных носителей в результате рекомбинации.

Этот закон описывается экспоненциальной функцией времени. Таким образом, зависимость разности амплитуд импульсов напряжения $U_1 - U_2$ от времени задержки, исключая окрестности точки $t = 0$, может быть представлена экспоненциальной функцией вида:

$$U_1 - U_2 \sim e^{-t/\tau} \quad (11)$$

где τ - время жизни неосновных носителей заряда.

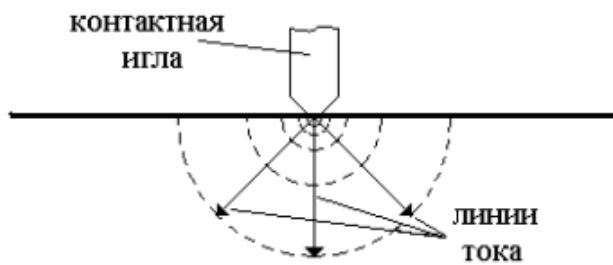
Соответственно зависимость $\ln(U_1 - U_2)$ от t графически изображается прямой линией,

для которой обратное значение тангенса угла наклона равно по абсолютной величине времени жизни.

В данной работе используются точечные контакты, поэтому найдем падение напряжения на распределенном сопротивлении точечного контакта при пропускании через образец импульса постоянного тока I . Воспользуемся формулой

$$U = IR = \frac{\rho l}{S} I \quad (12)$$

где ρ - удельное сопротивление, l - длина, S - сечение поверхности



В нашем случае линии тока будут расходиться от острия контакта в радиальном направлении. Поэтому роль поперечного сечения будет играть поверхность полусферы переменного радиуса.

Ввиду этого необходимо произвести интегрирование по радиусу по всей области его изменения:

$$U(t) = I \int_d^{\infty} \frac{\rho(t)dl}{2\pi l^2} \quad (13)$$

В формуле (13) U не выражается явно как функция задержки t . Мы можем представить удельное сопротивление как сумму не зависящего от времени и экспоненциально убывающего слагаемых:

$$\rho(t) = \rho(0) + \rho_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (14)$$

где τ - время жизни неосновных носителей заряда.

Проделав все выкладки, в результате получим уравнение вида:

$$U_1 - U_2 = \left(\frac{I\rho_1}{2\pi} \int_d^{\infty} \frac{dl}{l^2} \right) e^{-t/\tau} \quad (15)$$

Необходимо отметить, что при рассмотрении метода мы пренебрегли поверхностной рекомбинацией. Учет этого явления сильно усложняет теорию. Однако, нетрудно создать

экспериментальные условия, при которых упомянутое пренебрежение допустимо, уменьшение поверхностной рекомбинации по сравнению с объемной достигается путем подбора выгодной формы образца (малая удельная поверхность), протравливания образца (уменьшение числа поверхностных ловушек), освещение образца (освобождение захваченных ловушками носителей) и т.п.

Установка включает в себя блок генерации двух импульсов, позволяющий изменять время задержки между импульсами, держатель с образцом и осциллограф. Согласно методике, описанной выше, измеряя разность амплитуд импульсов в зависимости от задержки между ними, можно определить время жизни неосновных носителей в образце. Для этого строится график зависимости логарифма этой разности от времени задержки. По котангенсу угла наклона определяется время жизни неосновных носителей

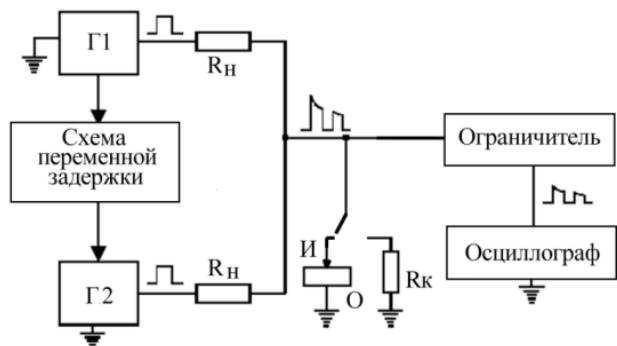


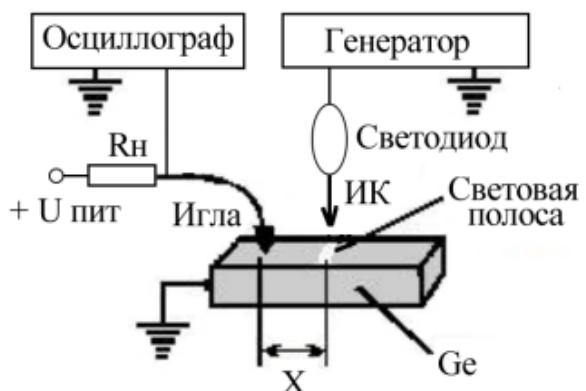
Рисунок 10. Блок-схема установки для измерения времени жизни:

И – игла,
О – образец,
Rк – калибровочное сопротивление,
Rн – сопротивление нагрузки,
Г1 и Г2 – генераторы напряжения

2.2 Метод измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда

Для определения диффузионной длины используют метод модуляции проводимости полупроводника при импульсном освещении, для чего применяют светодиод инфракрасного диапазона. Неравновесные носители, генерированные излучением светодиода, собираются с помощью вольфрамового зонда, служащего коллектором. Результирующий ток подается на сопротивление нагрузки, напряжение на котором регистрируется с помощью осциллографа.

Так как коллекторный ток прямо пропорционален концентрации неосновных носителей заряда вблизи точечного контакта, то можно считать, что падение напряжение



на нагрузке прямо пропорционально концентрации дырок.

Измеряя напряжение при различных расстояниях между коллектором и освещенной полосой, можно определить диффузионную длину. По сути, если световая полоса отодвинулась от коллектора на расстояние, равное диффузионной длине, то амплитуда импульса напряжения изменилась в e раз. Для более точного определения диффузионной длины строится график зависимости $\ln(\Delta U)$ от x . Котангенс угла наклона этой прямой определяет величину диффузионной длины.

Частота импульсов светодиода выбрана так, что во время импульса излучения в образце должно устанавливаться равномерное распределение неосновных носителей, а за время, когда образец не облучается, неосновные носители должны полностью рекомбинировать.

3 Практическая часть

3.1 Определение диффузионной длины

Для определения диффузионной длины использовался метод модуляции проводимости полупроводника при импульсном освещении.

На установке выбрали режим работы "Диф.длина включили осветитель и поставили ток образца $I_{обр} = 76$ мА. Включили внешнюю синхронизацию на осциллографе. Двигая иглу, мерили амплитуду импульса на осциллографе. В итоге получили следующие данные:

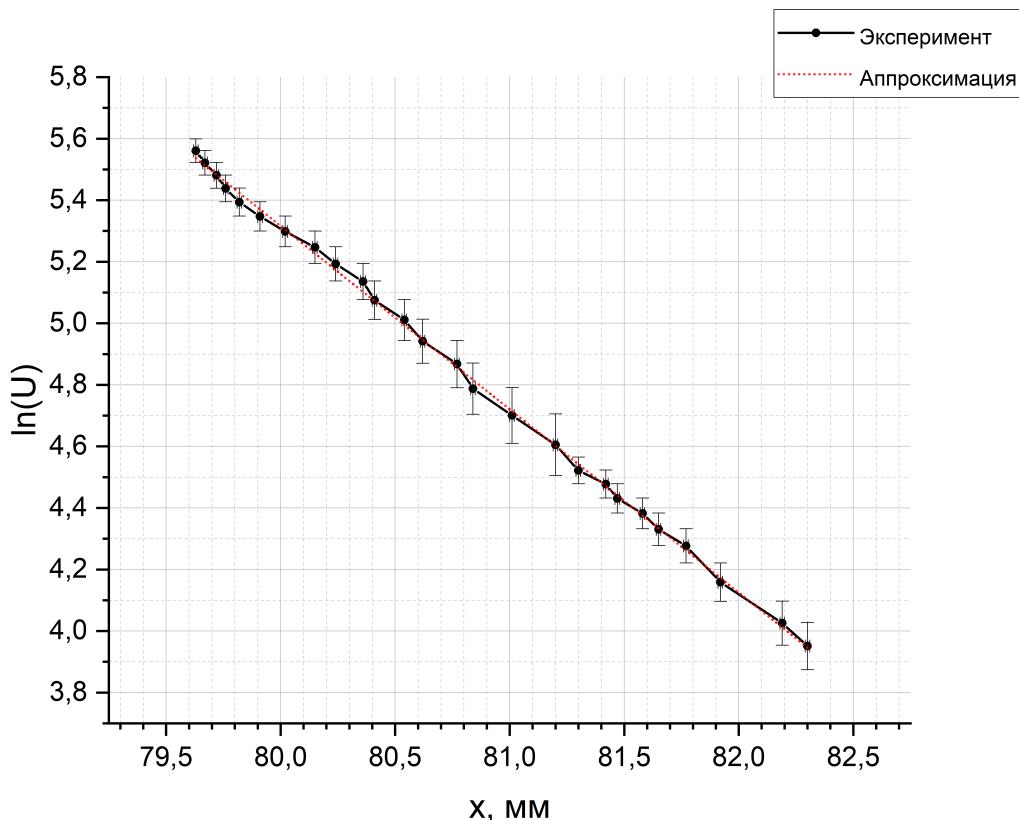
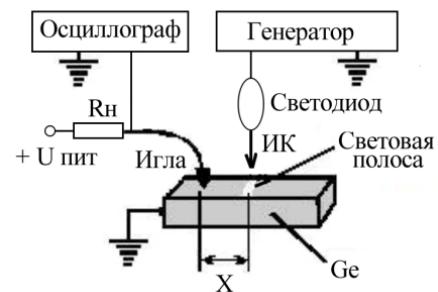


Рис. 4: Диффузионная длина.

$x, \text{ мм}$	$U, \text{ мВ}$	$\Delta x, \text{ мм}$	$\Delta U, \text{ мВ}$	$\ln(U)$	δU
79,63	260	0,01	10	5,56068	0,03846
79,67	250	0,01	10	5,52146	0,04
79,72	240	0,01	10	5,48064	0,04167
79,76	230	0,01	10	5,43808	0,04348
79,82	220	0,01	10	5,39363	0,04545
79,91	210	0,01	10	5,34711	0,04762
80,02	200	0,01	10	5,29832	0,05
80,15	190	0,01	10	5,24702	0,05263
80,24	180	0,01	10	5,19296	0,05556
80,36	170	0,01	10	5,1358	0,05882
80,41	160	0,01	10	5,07517	0,0625
80,54	150	0,01	10	5,01064	0,06667
80,62	140	0,01	10	4,94164	0,07143
80,77	130	0,01	10	4,86753	0,07692
80,84	120	0,01	10	4,78749	0,08333
81,01	110	0,01	10	4,70048	0,09091
81,2	100	0,01	10	4,60517	0,1
81,3	92	0,01	4	4,52179	0,04348
81,42	88	0,01	4	4,47734	0,04545
81,47	84	0,01	4	4,43082	0,04762
81,58	80	0,01	4	4,38203	0,05
81,65	76	0,01	4	4,33073	0,05263
81,77	72	0,01	4	4,27667	0,05556
81,92	64	0,01	4	4,15888	0,0625
82,19	56	0,01	4	4,02535	0,07143
82,3	52	0,01	4	3,95124	0,07692

Диффузионная длина представляет собой расстояние, на котором избыточная концентрация носителей заряда, т.е. концентрация неравновесных электронов и дырок, спадает в e раз. Т.е. концентрация носителей:

$$p_n(x) \sim e^{-\frac{x}{L_p}}$$

$$\ln(p_n(x)) \sim -\frac{1}{L_p} \cdot x$$

Тогда по нашему графику диффузионная длина определяется формулой:

$$L_p = \frac{1}{\tan\alpha}$$

Из графика:

$$\tan\alpha \approx 0,60 \pm 1\%$$

Погрешность оценим по разбросу. Проведём прямые с максимальным и минимальным наклоном так, чтобы они проходили через края погрешностей:

$$(\tan\alpha)_{max} \approx 0,638 \rightarrow L_{pmin} \approx 1,57 \text{ мм}$$

$$(\tan\alpha)_{min} \approx 0,567 \rightarrow L_{pmax} \approx 1,76 \text{ мм}$$

Итого:

$$L_p \approx (1,67 \pm 0,1) \text{ мм}$$

3.2 Определение времени жизни

Измерения проводились с выключенным осветителем в режиме "Время Жизни". Получив на экране осциллографа изображение двух импульсов, сначала провели калибровку, чтобы импульсы находились на одном уровне. После, изменения время задержки сняли зависимость разности амплитуд импульсов.

Из-за того, что амплитуда импульсов изначально очень высока, а их изменение относительно друг друга невелико, приходится проводить измерения на большом масштабе 100 мВ. Вследствие этого, при малой разнице $\Delta U = U_1 - U_2$ получим большую погрешность.

Время, за которое избыточная концентрация носителей заряда, т.е. концентрация неравновесных электронов и дырок, спадает в e раз, называется *временем жизни*.

Для расчёта времени жизни рассуждаем аналогично.

$$\Delta U = U_1 - U_2 \sim e^{-\frac{t_3}{\tau}}$$

$$\ln(\Delta U) \sim -\frac{1}{\tau} \cdot t_3$$

$$\tau = \frac{1}{\tan\alpha}$$

где

$$\tan\alpha \approx 0,057 \pm 5\%$$

ΔU , мВ	t_3 , мкс	$\Delta(\Delta U)$, мВ	Δt_3 , мкс	$\ln(\Delta U)$	$\delta(\Delta U)$
200	1,6	40	0,4	5,29832	0,2
180	3,2	40	0,4	5,19296	0,22222
160	4	40	0,4	5,07517	0,25
150	5,2	40	0,4	5,01064	0,26667
150	6	40	0,4	5,01064	0,26667
120	8	40	0,4	4,78749	0,33333
110	9	40	0,4	4,70048	0,36364
110	10	40	0,4	4,70048	0,36364
100	11	40	0,4	4,60517	0,4
100	12	40	0,4	4,60517	0,4
90	13	40	0,4	4,49981	0,44444
80	14	40	1	4,38203	0,5
80	15	40	1	4,38203	0,5
70	16	40	1	4,2485	0,57143
70	18	40	1	4,2485	0,57143
60	20	40	1	4,09434	0,66667
50	22,5	40	1	3,91202	0,8
50	25	40	1	3,91202	0,8
50	27,5	40	1	3,91202	0,8
40	30	40	1	3,68888	1
40	35	40	1	3,68888	1
40	40	40	1	3,68888	1

В данном случае оценим погрешность по ошибке аппроксимации:

$$\tau_{min} \approx 16,6 \text{ мкс}; \tau_{max} \approx 18,5 \text{ мкс}$$

$$\Rightarrow \tau \approx (17,5 \pm 1,0) \text{ мкс}$$

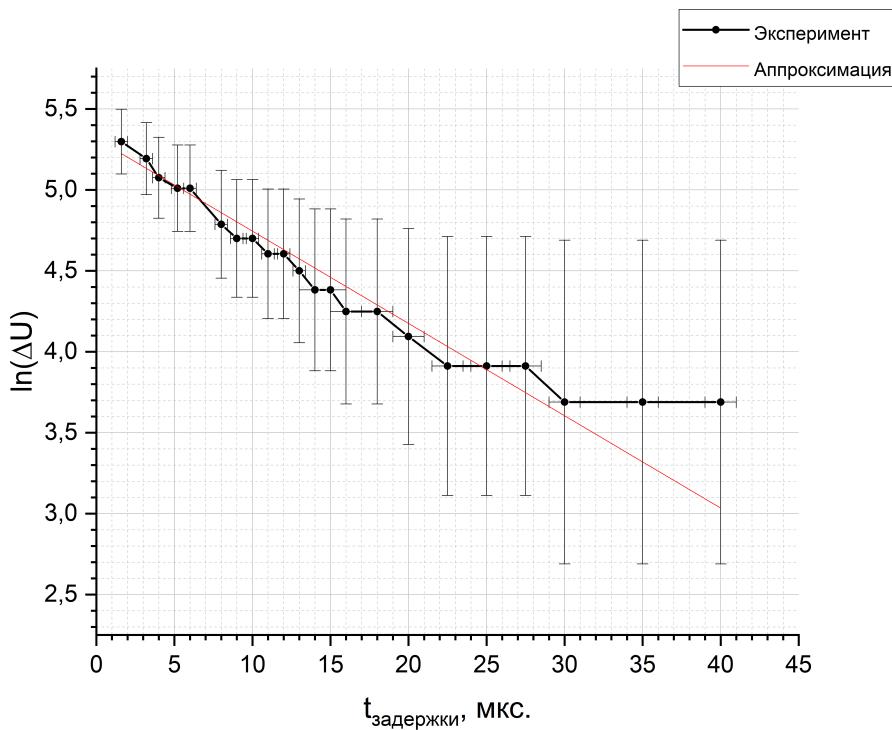


Рис. 5: Время жизни.

4 Вывод

Выполнив лабораторную работу, мы:

- 1) Определили диффузионную длину методом модуляции проводимости:

$$L_p \approx (1,67 \pm 0,1) \text{ мм}$$

- 2) Определили время жизни избыточных носителей заряда:

$$\tau \approx (17,5 \pm 1,0) \text{ мкс}$$