

П
3-93

№ 201



В. В. Зуев, А. Н. Петровский, А. О. Сальник

046-87

**АНАЛИЗ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
МЕТОДОМ ОБЪЕМНОЙ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ**

МОСКВА 1987

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

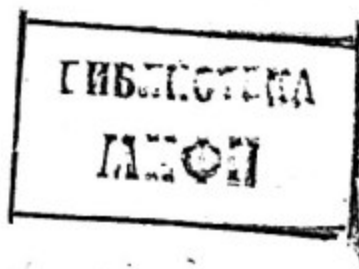
Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

В.В.Зуев, А.Н.Петровский, А.О.Сальник

АНАЛИЗ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ
ОБЪЕМНОЙ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Препринт 046-87

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
НИИУ МИФИ



Утверждено
редсоветом института

Москва 1987

Зуев В.В., Петровский А.Н., Сальник А.О. Анализ свойств полупроводников методом объемной фотодефлекционной спектроскопии. - М.: Препринт / МИФИ, 046-87, 1987.-24 с.

Показана возможность применения метода объемной фотодефлекционной спектроскопии к исследованию тепловых и электронных характеристик полупроводниковых материалов. Измерены значения коэффициентов температуропроводности, диффузии носителей заряда и времени жизни неравновесных носителей заряда в кремнии обоих типов проводимости удельным сопротивлением от 0,05 до 10^4 Ом·см, согласующиеся с данными традиционных методов диагностики. Обсуждаются условия реализации метода в конкретных экспериментальных схемах.

ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет фотоакустический (ФА) эффект и основанные на нем методы фотоакустической спектроскопии (ФАС) получили широкое распространение как наиболее перспективные средства исследования свойств материалов.

Высокая эффективность методов ФАС продемонстрирована при изучении широкого класса веществ - от порошков и живых тканей до твердых тел и водных растворов. Бесконтактный характер большинства методов ФАС, высокая чувствительность при изучении материалов в широком диапазоне изменений коэффициента поглощения и относительная простота соответствующих экспериментальных схем позволяют успешно применять их для анализа поверхностных свойств материалов, исследования фазовых переходов, дефектоскопии и т.п.

В ряду методов ФАС твердых тел особое место занимает разработанный недавно метод фотодефлекционной спектроскопии (ФДС) или т.н. метод "мираж"-эффекта [1]. Новый метод обладает целым рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами ФАС, основным из которых является отсутствие специальной камеры - фотоакустической ячейки (метод ФАС с микрофонной регистрацией) и прямого контакта с исследуемым объектом (метод ФАС с пьезоэлектрической регистрацией).

Достоинства метода ФДС и его модификаций показаны на примере изучения довольно большого класса веществ - металлов, неорганических соединений, тонких пленок и порошков, но особый интерес вызывает применение метода ФДС в тех областях, где принципиальным является бесконтактный характер средства исследования, возможность неразрушающего контроля свойств материала в реальном масштабе времени. Одной из самых актуальных сфер применения метода ФДС в этой связи является анализ объемных свойств полупроводников.

Изучение характеристик полупроводников имеющимися на сегодня методами диагностики в большинстве случаев связано с решением проблемы контактов. Процесс напыления или сплавления электрических контактов приводит к изменению состояния примесей в образце, и, следовательно, к изменению электрофизических свойств материала в целом [2].

Применение же прижимных точечных контактов ограничено как качеством самих контактов по величине инжекции, так и созданием хорошего тылового омического контакта. В работе [3] показано, что в лучшем случае контактными методами можно исследовать образцы кремния удельным сопротивлением не ниже $0,1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Применение к анализу полупроводников бесконтактного метода модуляции поглощения [4] связано с созданием громадного превышения концентрации неравновесных носителей над равновесными, что требует большой мощности лазера и относительно малой концентрации примесей. Объектом исследования этого метода может служить лишь относительно высокоомный материал со сравнительно большим временем жизни носителей заряда.

В данной работе на примере кремния описано применение к исследованию объемных свойств полупроводников метода объемной ФДС (ОФДС), являющегося одной из последних модификаций традиционной схемы [5]. Как будет показано, бесконтактный характер метода ОФДС позволяет проводить измерения основных параметров полупроводника - коэффициента температуропроводности, коэффициента диффузии носителей и времени жизни неосновных носителей заряда - в образцах с широким диапазоном изменений удельного сопротивления: от $0,05$ до $10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ с различными значениями времени жизни.

Полученные в данной работе методом ОФДС значения указанных параметров хорошо согласуются с данными других методов и соответствующими табличными величинами.

I. МЕТОД ОБЪЕМНОЙ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

I.1. Физический принцип метода ОФДС

Физический принцип метода ОФДС пояснен схематически на рис. I. Поглощение в узком приповерхностном слое исследуемого образца возбуждающего модулированного излучения приводит к образованию периодической тепловой волны, распространяющейся от облучаемой поверхности вглубь образца. В направлении следования тепловой волны (\vec{x} , рис. I) создается градиент температуры, изменяющийся со временем с частотой модуляции возбуждающего излучения.

Указанный градиент температуры определяется двумя механизмами переноса тепла – за счет теплопроводности решетки материала и выделением тепла при рекомбинации неравновесных носителей, диффундирующих вглубь образца от места генерации.

Нерезонансное поглощение света полупроводником приводит к образованию неравновесных фотоиндуцированных носителей, которые, диффундируя из приповерхностного слоя, создают в объеме образца градиент своей концентрации. И градиент температуры и градиент концентрации неравновесных носителей индуцируют периодические изменения локального коэффициента преломления материала n , что может быть обнаружено по отклонению пробного луча света, проходящего через исследуемый образец в непосредственной близости от облучаемой поверхности.

Поскольку изменения в коэффициенте преломления непосредственно определяются различными параметрами изучаемого материала, то его тепловые и электронные характеристики могут быть найдены по соответствующим зависимостям отклонения пробного луча.

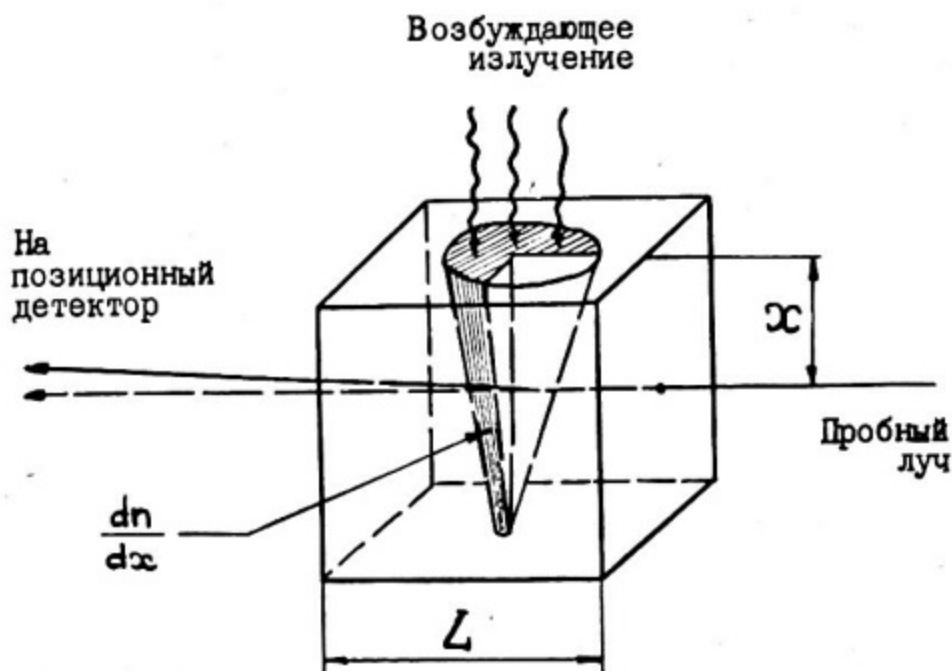


Рис. 1. Физический принцип метода ОФДС

1.2. Одномерная теоретическая модель

Для количественного описания процессов формирования сигнала в методе ОФДС авторами работы [5] была предложена одномерная физическая модель процесса, которой мы будем придерживаться с некоторыми дополнениями.

Отметим, что одномерное рассмотрение справедливо в том случае, когда характерные размеры светового пятна на освещаемой поверхности образца много больше диффузионных длин материала (длины термодиффузии и диффузии носителей). Более подробно режим одномерности рассмотрен в п.2.3.

Переменное во времени отклонение пробного луча $\varphi(x,t)$ на данной глубине зондирования x пропорционально фотоиндуцированному градиенту коэффициента преломления среды $n(x,t)$ (далее - "градиенту"):

$$\varphi(x,t) \sim \frac{dn(x,t)}{dx}. \quad (1)$$

Поскольку градиент зависит от температуры $T(x,t)$ среды и концентрации неосновных носителей $N(x,t)$, то его можно представить в виде

$$\frac{dn(x,t)}{dx} = \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial N} \frac{\partial N(x,t)}{\partial x}. \quad (2)$$

Решение одномерного уравнения диффузии для $T(x,t)$ и $N(x,t)$ при соответствующих граничных условиях дает в итоге [5]:

$$\frac{dn}{dx} = C_1^T e^{-\frac{x}{\lambda_T}} + C_2^T e^{-\frac{x}{\lambda_2}} + C_3^E e^{-\frac{x}{\lambda_3}}, \quad (3)$$

где C_1^T - коэффициент при члене, соответствующем переносу тепла за счет теплопроводности решетки ("чисто" тепловая волна); C_2^T - коэффициент при члене, отвечающем за вклад в тепловую составляющую энергии, выделяющейся при рекомбинации фотоиндуцированных неравновесных носителей и C_3^E - коэффициент "чисто" электронного вклада в градиент, определяющийся пространственным распределением концентрации неравновесных носителей.

Комплексные длины тепловой λ_T и электронной λ_E диффузии определяются как

$$\lambda_T^{-1} = \sqrt{i\omega\tau/D_T}, \quad \lambda_E^{-1} = \sqrt{1+i\omega\tau/D\tau}.$$

Здесь D_T - коэффициент температуропроводности; D - коэффициент диффузии носителей; τ - время жизни неосновных носителей заряда; $\omega = 2\pi f$, f - частота модуляции возбуждающего излучения.

Отметим, что употребляя термин "электронная диффузия" и т.п., мы имеем в виду диффузию неосновных носителей вообще, а не только собственно электронов. Укажем также, что здесь и далее под τ понимается время жизни неосновных носителей.

Для нахождения численных значений параметров образца необходимо анализировать (3) в предельных случаях больших и малых частот. Так, при малых частотах модуляции, т.е. когда

$$f \ll (2\pi\tau)^{-1}, \quad (4)$$

в уравнении для градиента основным является член при C_I^T , так что коэффициент температуропроводности определяется как [5]:

$$D_T = \left(\frac{\sqrt{f_0}}{B_x(f_0)} \right)^2 \frac{\pi}{6^2 \cdot 10}, \quad (5)$$

где $B_x(f_0)$ - наклон зависимости амплитуды сигнала от ∞ при фиксированной рабочей частоте модуляции f_0 .

В пределе больших частот модуляции, когда

$$f \gg (2\pi\tau)^{-1}, \quad (6)$$

сигнал обусловлен диффузией неравновесных носителей и D определяется из зависимости, аналогичной (5).

В области промежуточных частот при выполнении условия

$$f \approx (2\pi\tau)^{-1} \quad (7)$$

уравнение (3) сводится к виду, удобному для определения τ :

$$\tau = \frac{A}{A^2 - (\pi f)^2}, \quad (8)$$

где $A = V_x^2 D \cdot e_m^2 10$.

Заметим, что для определения указанных параметров полупроводникового образца нет необходимости точного измерения абсолютного значения глубины зондирования, поскольку наклон экспериментальной зависимости будет определяться только разницей ΔX .

1.3. Оценка величины разогрева при нерезонансном поглощении

Очевидно, что при нерезонансном поглощении света полупроводником может происходить разогрев образца. Для того чтобы полученные в предыдущем пункте зависимости для тепловых и электронных параметров образца можно было считать достаточно хорошим приближением к истинным значениям, необходимо, чтобы эти характеристики можно было относить к тем температурам, которые были у образца до освещения.

Из уравнения (7) работы [5] следует, что при частоте прерывания внешнего потока Φ_0 , стремящейся к нулю, концентрация неравновесных носителей $N(x)$:

$$N(x) = \frac{\Phi_0 e^{-x/\lambda_3}}{h\nu D (S/D + 1/\lambda_3^2)} = N(0) e^{-\frac{x}{\lambda_3}}, \quad (9)$$

где $\lambda_3^0 = \sqrt{D\tau}$ - диффузионная длина неосновных носителей при нулевой частоте модуляции потока.

Подставляя полученное выражение в уравнение теплопроводности, имеем пространственное распределение для температуры при $x=0$:

$$T(0) \approx T(d) + \frac{E_g N(0)}{k\tau} \lambda_3^0 d + \frac{E_g N(0) S}{k} d + \frac{h\nu - E_g}{h\nu k} \Phi_0 d, \quad (10)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника; $T(d)$ - температура на тыловой поверхности образца толщиной d ; $h\nu$ - энергия кванта света; k - теплопроводность; S - скорость поверхностной рекомбинации.

Температура $T(d)$ легко определяется из граничного условия на тыловой поверхности.

При хорошем теплоотводе $T(d) \approx T_0$, где T_0 - температура среды и образца до начала действия излучения. В этом случае все увеличение температуры обусловлено вторым, третьим и четвертым членами (10).

Преобразуя (9) и (10), имеем для $T(\infty)$ окончательно:

$$T(\infty) \approx T_0 + \frac{\Phi_0 d}{k}. \quad (11)$$

Как следует из этой формулы, увеличение температуры в самом нагретом месте кремниевого образца при плотности мощности возбуждающего излучения 800 мВт/см^2 , толщине образца 1 см и теплопроводности 1 Вт/см К при 300К составляет не более 0,8 градуса.

Заметим, что решение для $T(\infty)$ можно было бы получить и для произвольного значения d путем более точного рассмотрения граничных условий на тыловой поверхности как по рекомбинации носителей, так и по тепловым потокам.

Оценка (11) проведена для стационарного возбуждающего излучения, добавка гармонического члена приводит к значению разности $T(\infty) - T_0$ порядка $2\Phi_0 d/k$, что составляет для кремния менее 2 градусов. Очевидно, что такой нагрев при нерезонансном поглощении может стать заметным только для материалов с малой (по сравнению с большинством полупроводников) теплопроводностью.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Принцип действия экспериментальной установки

Блок-схема экспериментальной установки, использованной в работе, приведена на рис.2. В качестве источника возбуждающего излучения в ней использовался аргоновый лазер с длиной волны излучения 0,45 - 0,52 мкм. Источником пробного света служил He-Ne -лазер небольшой мощности с длиной волны 1,15 мкм.

Отклонение пробного луча в схеме фиксировалось позиционным детектором, обработка сигналов с которого осуществлялась по схеме синхронного детектирования с помощью двухканального усилителя-преобразователя УПИ-2.

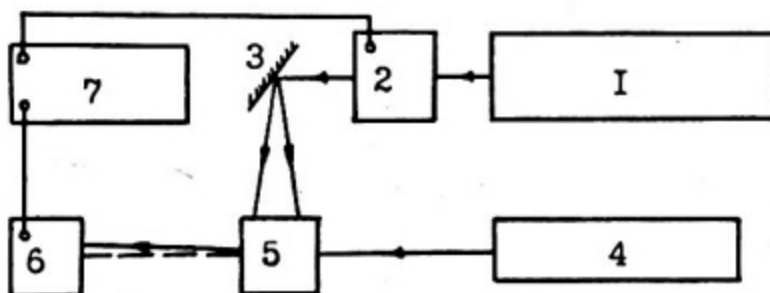


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки:

1 - источник возбуждающего излучения; 2 - модулятор;
 3 - зеркало; 4 - источник пробного луча; 5 - образец;
 6 - позиционный детектор; 7 - система обработки дан-
 ных

Применение двухплощадочного позиционного детектора позволяло существенно уменьшить погрешность измерений, обусловленную пространственными и мощностными флуктуациями пробного луча.

Для увеличения пространственного разрешения пробный луч был сфокусирован до пятна диаметром приблизительно 70 мкм. Минимально фиксируемое угловое отклонение пробного луча в схеме, согласно расчетам, не превышало $10 \text{ нрад/Гц}^{1/2}$.

Линейность зависимости амплитуды сигнала от плотности мощности возбуждающего излучения в диапазоне $50 \div 700 \text{ мВт/см}^2$ позволила выбрать рабочее значение плотности мощности достаточно большим - 400 мВт/см^2 , так чтобы максимально увеличить величину сигнала, и, вместе с тем, достаточно малым, чтобы учитывать амбиполярную диффузию (необходимость учета которой наступает в области плотностей мощности порядка $800 \div 1200 \text{ мВт/см}^2$ [5]).

2.2. Подготовка образцов

В работе исследовались образцы кремния *n*- и *p*-типа с удельным сопротивлением ρ от 0,05 до $10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Концентрация мелких примесей составляла от 10^{17} до 10^{13} см⁻³, концентрация электрически активных атомов глубокой примеси была при этом порядка 10^{12} - 10^{14} см⁻³, т.е. находилась на уровне примесей "загрязнения" [2]. Образцы кремния р-типа с $\rho = 10^4$ Ом·см были получены направленным легированием золотом исходных образцов кремния n-типа с $\rho = 600$ Ом·см. После легирования концентрация атомов золота в таких образцах была порядка 10^{14} см⁻³.

Для уменьшения рассеяния пробного излучения плоскопараллельные боковые поверхности образцов были тщательно отполированы. Нагреваемая аргоновым лазером поверхность образцов была отполирована, отшлифована или оставлена необработанной для выяснения влияния состояния поверхности на результат измерений.

2.3 Соблюдение условия одномерности

Как уже отмечалось в п.1.2, теоретическая модель, использованная в работе, является одномерной. Для обеспечения правомерности такого подхода необходимо выполнение ряда условий.

Так, например, очевидными являются условия равномерной освещенности лицевой поверхности образца возбуждающим излучением и центрирования сильно фокусированного пробного луча достаточно далеко от боковых сторон образца - для исключения влияния краевых эффектов. Эти условия выполнялись автоматически, поскольку освещалась вся лицевая поверхность (площадью более 0,2 см²), а расстояние от пробного луча до боковой поверхности составляло порядка $0,7 \div 0,9$ см.

Очевидно, что при однородных условиях на поверхности по теплоотводу и поверхностной рекомбинации для обеспечения одномерного распределения температуры и концентрации неравновесных носителей необходимо, чтобы толщина образца вдоль направления пробного луча L (рис.1) была много больше максимальной глубины зондирования. Выполнение этого условия, с одной стороны, можно было бы обеспечить выбором соответствующей толщины исследуемых образцов, поскольку максимальная величина обычно не превышает 1 мм. Но, с другой стороны, такая толщина может привести к заметным искажениям сигнала, поскольку ста-

новится трудно обеспечить малую погрешность α по всей длине хода пробного луча в образце.

При $L \gg \alpha$ преимущественный тепловой поток в направлении $\vec{\alpha}$ (рис.1) можно обеспечить за счет неоднородных условий теплоотвода, например, путем создания на торце, противоположном лицевой (освещаемой) поверхности образца, теплового контакта с массивным металлическим теплоотводом при боковых поверхностях, находящихся в тепловом контакте с относительно плохим проводником тепла. Схематически процесс переноса тепла в случае однородных и неоднородных условий теплоотвода на поверхности представлен на рис.3, а и б соответственно, где размер светлых стрелок условно отражает величины теплового потока в данном направлении в верхней части образца, где происходит отклонение пробного луча.

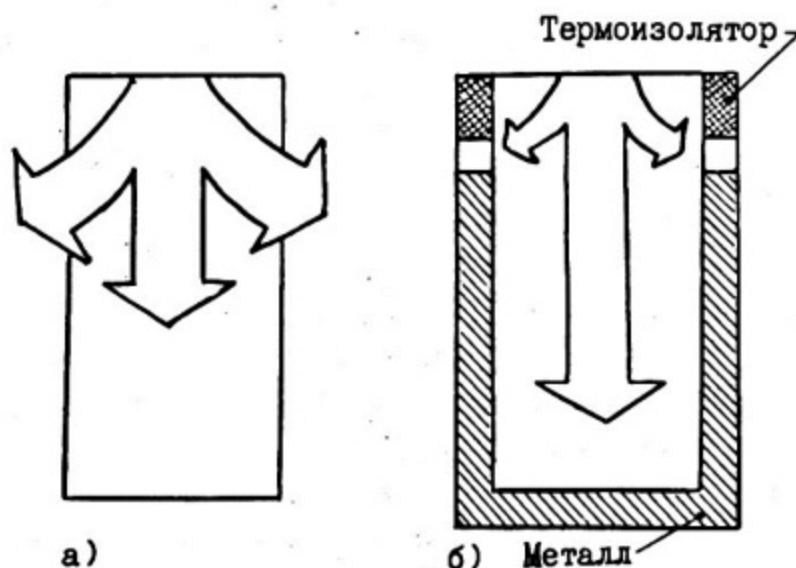


Рис.3. Процесс переноса тепла в исследуемом образце в случае однородных (а) и неоднородных (б) условий теплоотвода на поверхности

Экспериментально было установлено, что изменение теплового потока с поверхности образца (принудительный обдув) приводит к изменению величины ОФДС-сигнала. Поэтому для исключения влияния неконтролируемых конвекционных потоков от разных источников и для обеспечения хорошего теплоотвода в направлении \vec{x} образцы помещались на определенную глубину в специальные ячейки из металла с соответствующими заполнителями. Величина сигнала становилась независимой от внешних условий, и уменьшалась относительная погрешность измерений. В верхней части образца боковые поверхности образца находились при этом в контакте с теплоизолятором (пенопласт, полиэтилен и пр.) - рис.3б.

Как показали экспериментальные измерения, принятые меры сильно сказались на D_T , не внося при этом заметных изменений в величины D и τ , определяющих объемные свойства материала.

Заметим, что поверхностная рекомбинация на боковых гранях могла сказаться на величине измеряемого сигнала, но в силу того, что диффузионная длина неосновных носителей в материале была меньше толщины образца L , это влияние заметно не проявилось.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Зависимость сигнала от частоты модуляции

Наличие двух составляющих градиента - тепловой и электронной (п.1.2) отчетливо проявляется на частотной зависимости амплитуды и фазы ОФДС-сигнала при различных глубинах зондирования (рис.4).

Полученная сложная зависимость является наложением механизмов переноса тепла и неравновесных носителей заряда.

При малых частотах модуляции (для образца на рис.4 меньше 100 Гц) передача тепла от нагретого приповерхностного слоя вглубь образца связана с процессами, определяемыми решеточной теплопроводностью. В этой области зависимость амплитуды сигнала и его фазы линейна. В этом частотном диапазоне выполняется условие (4), что позволяет определить D_T .

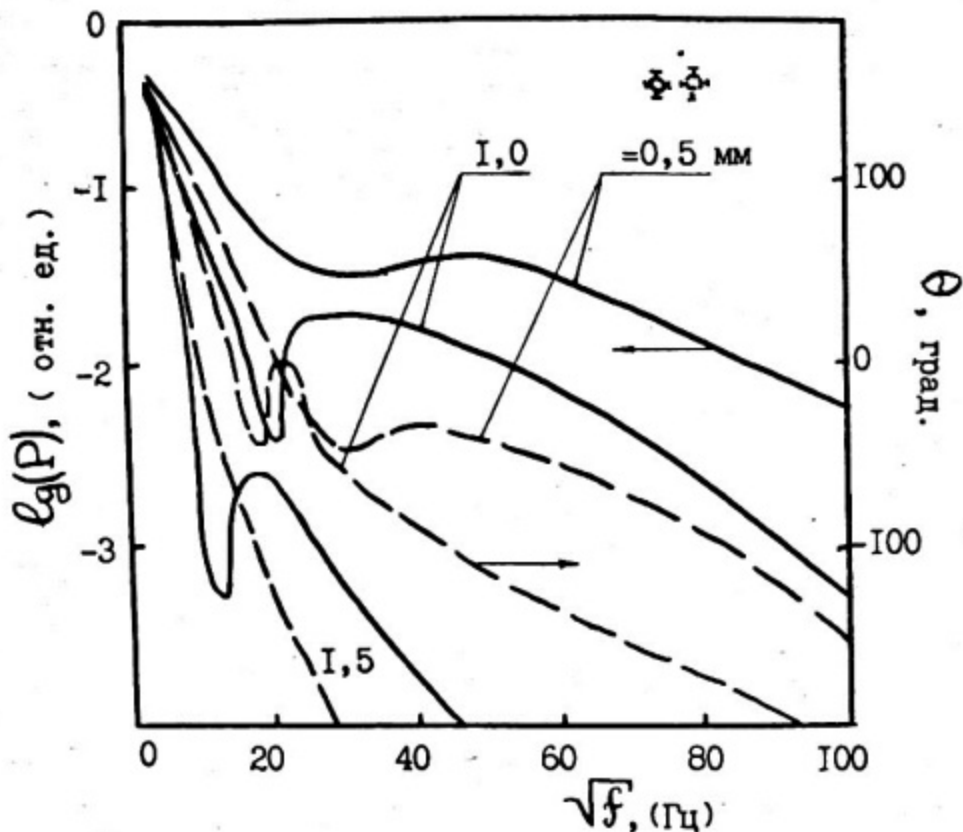


Рис. 4 Частотная зависимость амплитуды P и фазы θ ОФДС-сигнала для образца кремния n -типа ($\rho = 0,05 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) при трех различных глубинах зондирования

Для разных образцов диапазон "чисто" теплового поведения сигнала разный: чем больше τ , тем меньше эта область по частоте.

При высоких частотах модуляции (для данного образца выше 2-5 кГц) основной вклад в сигнал обусловлен процессами распространения неравновесных носителей и их рекомбинации с выделением энергии в образце. Если при малых частотах модуляции основной вклад в создание градиента описывался членом с C_1^T в (3), то здесь основное влияние членов с C_2^T и C_3^E . В этой области выполняется условие (6) и можно определить D .

В промежуточной по частоте области ОФДС-сигнал обусловлен сложным взаимодействием этих двух механизмов, приводящим к об-

разованию характерного "пика" на частотной зависимости амплитуды и фазы. Положение и форма его определяются электронными параметрами изучаемого материала и, в частности, скоростью поверхностной рекомбинации. У образцов с большим τ указанный "пик" появляется при меньших частотах при той же глубине зондирования. В этой области выполняется условие (7), что позволяет определить время жизни носителей.

Появление "пика" обусловлено различием частотных зависимостей амплитуды и фазы двух сигналов от указанных механизмов: при определенной частоте для данной глубины зондирования эти два механизма действуют в противофазе при формировании градиента и почти равны по амплитуде, что и вызывает появление немонокотного характера частотной зависимости.

Частотная зависимость амплитуды и фазы ОФДС-сигнала очень чувствительна к изменениям скорости поверхностной рекомбинации. Очевидно, что при очень большой скорости поверхностной рекомбинации величина концентрации неравновесных носителей может стать очень малой и сигнал будет определяться только "чисто" тепловым механизмом, т.е. решеточной теплопроводностью. То же может произойти при достаточно малом времени жизни носителей, когда они не проникают на заметное расстояние вглубь образца. Подробный теоретический анализ таких случаев проведен в [5].

3.2. Измерение коэффициента температуропроводности

Как уже отмечалось, для определения D_T в методе ОФДС необходим выбор соответствующего частотного диапазона, в котором преобладает решеточный механизм передачи тепла. Критерием выбора является выполнение условия (4), определяющего рабочую частоту модуляции для измерения D_T . Выбранная частота $f_0 = 60$ Гц удовлетворяла этому условию для всех изученных образцов.

На рабочей частоте модуляции f_0 проводились измерения зависимости амплитуды ОФДС-сигнала от глубины зондирования. Для обеспечения одномерности теплового потока были предприняты специальные меры, описанные в п.2.3. На рис.5 представлены полученные таким образом экспериментальные зависимости для кремния с различным удельным сопротивлением.

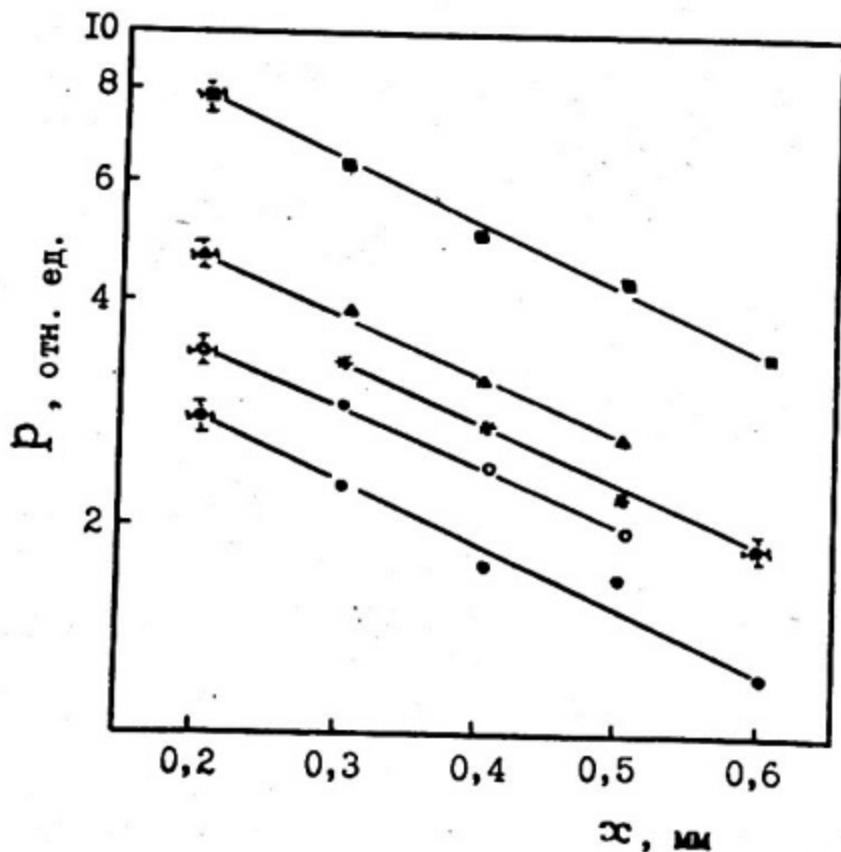


Рис. 5. Зависимость амплитуды (P) ОДДС-сигнала от глубины зондирования (x) на частоте модуляции $f_0 = 60$ Гц для образцов кремния:

- - n -типа ($\rho = 0,05 \text{ Ом}\cdot\text{см}$); ■ - p -типа (0,38);
- * - n -типа (115); ▲ - n -типа (600); ○ - p -типа ($\sim 10^4$)

На всех исследованных образцах зависимость логарифма сигнала от x линейна, что указывает, с одной стороны, на справедливость соответствующих теоретических выводов (п. I.2) и, с другой стороны, на корректную постановку эксперимента, т.е. выполнение всех необходимых условий.

Как следует из рис. 5, для всех образцов угол наклона зависимости амплитуды сигнала от x одинаков, что согласно (5) после вычисления B_x приводит к значению $D_T = (0,56 \pm 0,05) \text{ см}^2/\text{с}$. Значения температуропроводности для каждого конкретного образца приведены в Табл. I

Таблица I

Значения параметров кремниевых образцов,
полученные методом ОФДС

Образец ($\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$)	$D_T, \text{см}^2/\text{с}$	$D, \text{см}^2/\text{с}$	$\tau, \text{мкс}$	$\tau, \text{мкс}^{\text{МТК}}$
n-тип (0,05)	0,55	-	8	-
p-тип (0,38)	0,52	32,1	25	23
n-тип (115)	0,53	13,2	155	150
n-тип (600)	0,56	13,4	135	150
p-тип (10^4)	0,57	-	6	5

Примечание: $\tau^{\text{МТК}}$ - время жизни, полученное методом модуляции в точечном контакте (МТК).

Таблица 2

Параметр	Метод, [источник]					
	ПТП, [6]	РТП, [7]	РТП, [8]	РТП, [9]	ПТП, [10]	ОФДС, [5]
$D_T, \text{см}^2/\text{с}$	0,79	0,52	0,88	0,47	0,56	0,95
$k, \text{Вт}/\text{смК}$	1,40	0,92	1,56	0,84	1,00	1,68

Примечание: ПТП - метод плоского теплового потока,
РТП - метод радиального теплового потока.

В Табл. 2 приведены для сравнения данные по D_T и k , полученные различными традиционными методами и методом ОФДС в работе [5]. При вычислении k принималось, что для кремния при нормальных условиях плотность составляет $2,33 \text{ г/см}^3$, теплоемкость $0,76 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ [9].

Как видно из Табл. 2, полученные значения D_T и k хорошо согласуются с данными методов радиального теплового потока ([7], [9]), плоского теплового потока ([10]) и теоретической оценкой ($D_T = 0,55 \text{ см}^2/\text{с}$ [11]), отличаясь в среднем в 1,5 раза от остальных результатов.

Наблюдаемое различие в величине D_T (или k) невозможно объяснить различием электронного вклада в теплопроводность, поскольку он пренебрежимо мал по сравнению с решеточной составляющей, [11]. Независимость значений D_T от концентрации различных электрически активных примесей исключает также возможность их влияния на величину экспериментально наблюдаемой температуропроводности. Вопрос о том, в какой мере отмеченный разброс значений связан с качеством кристалла по электрически неактивным примесям и образованиям в нем, а в какой — с различием соответствующих экспериментальных условий, является предметом дальнейшего детального изучения.

Сравнение данных по образцам с различной степенью обработки поверхности показывает, что наклон экспериментальных прямых не зависит от состояния поверхности при проведенных в данной работе обработках, т.е. полученные значения D_T связаны с объемными свойствами.

3.3. Измерение коэффициента диффузии носителей заряда

Определение коэффициента диффузии носителей D образцов проводилось на частоте модуляции возбуждающего излучения 25 кГц . В этой области частот выполняется условие (6), что позволяет вычислить V_x и D , так же как и температуропроводность (по (5)).

Полученные значения D приведены в Табл. I для каждого изученного образца. Экспериментально найденные величины хорошо согласуются с табличными значениями коэффициентов диффузии носителей в кремнии n - и p -типа ($12,5$ и $35,1 \text{ см}^2/\text{с}$ соответственно [12]).

3.4. Определение времени жизни носителей заряда

Зависимость условия (7) от искомого значения времени жизни не позволяет сразу указать рабочую частоту модуляции f_c , при которой оно будет выполнено. Поэтому для определения истинного значения τ использовался графический метод, поясненный на рис.6. Измеренные при нескольких определенных значениях f_c наклоны $B_x(f_c)$ согласно (8) дают ряд значений некоего эффективного времени жизни $\tau_{\text{эфф}}$. На рис.6 этим значениям соответствуют экспериментальные точки. Пересечение полученной таким образом зависимости $\tau_{\text{эфф}}$ с кривой, определяемой строгим равенством условия (7), и даёт искомое истинное значение времени жизни. Для образца на рис.6 это значение оказалось равным $\tau = (8 \pm 1)$ мкс.

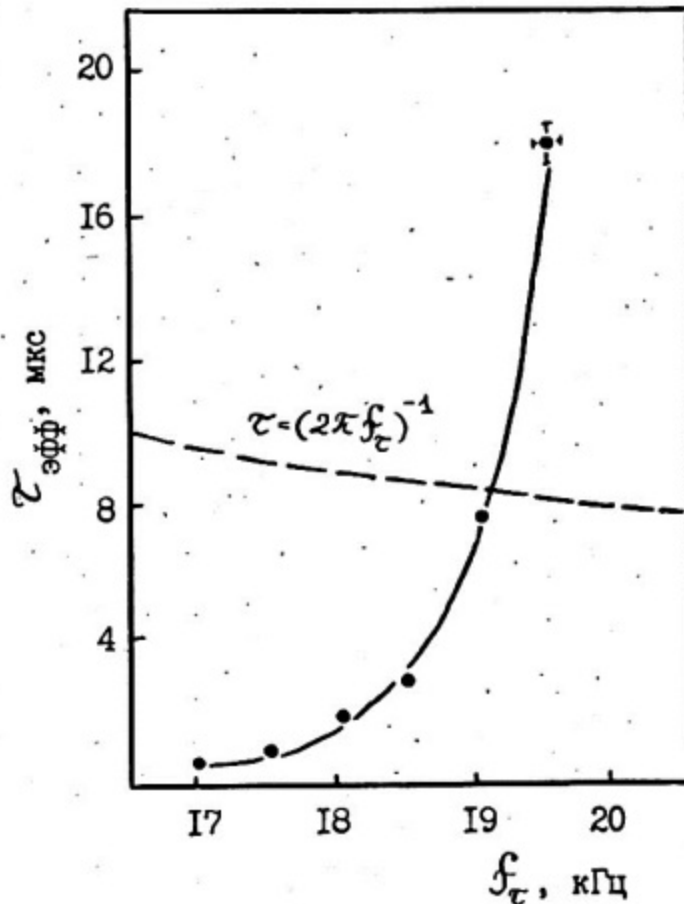


Рис.6. Графический метод определения времени жизни на примере образца кремния n-типа ($\rho = 0,05$ Ом·см)

Полученные таким образом значения времени жизни исследованных образцов представлены в Табл. I, где приведены также для сравнения данные традиционного метода модуляции в точечном контакте (МТК). Значения τ , полученные разными методами, хорошо согласуются по всем образцам.

Бесконтактный характер метода ОФДС позволяет измерять время жизни носителей в образцах с практически любым удельным сопротивлением, поскольку не связан с концентрацией примеси. Способность метода ОФДС проводить измерения в образцах с удельным сопротивлением меньше $0,1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, т.е. в области, недоступной контактными методами (см. Введение), позволяет использовать его для определения времени жизни и других параметров материалов с низким удельным сопротивлением, составляющих целый класс технически важных полупроводников. Отсутствие данных по τ в Табл. I по методу МТК связано как раз с указанной выше причиной.

Влияния различия примененных обработок лицевой поверхности на результат измерений τ на исследованных образцах обнаружено не было, что говорит о том, что измеренные величины связаны, по-видимому, с объемными свойствами материала.

3.5. Влияние обработки поверхности

Как следует из рассмотрения экспериментальных зависимостей для D_T , D и τ , примененная обработка лицевой поверхности изученных образцов не сказалась на величине этих параметров. Однако влияние скорости поверхностной рекомбинации на характер, например, частотной зависимости сигнала очень заметное.

На рис. 7 показана частотная зависимость фазы сигнала при различной обработке поверхности образца. Изменение формы и положения "пика" фазовой зависимости свидетельствует об изменении скорости поверхностной рекомбинации при обработке поверхности. Очевидно, что при увеличении S происходит уменьшение количества носителей, уходящих вглубь образца и способных внести энергетический вклад в градиент при рекомбинации. В соответствии с этим амплитудные и фазовые значения ОФДС-сигнала различны у шлифованного, полированного и необработанного образцов.

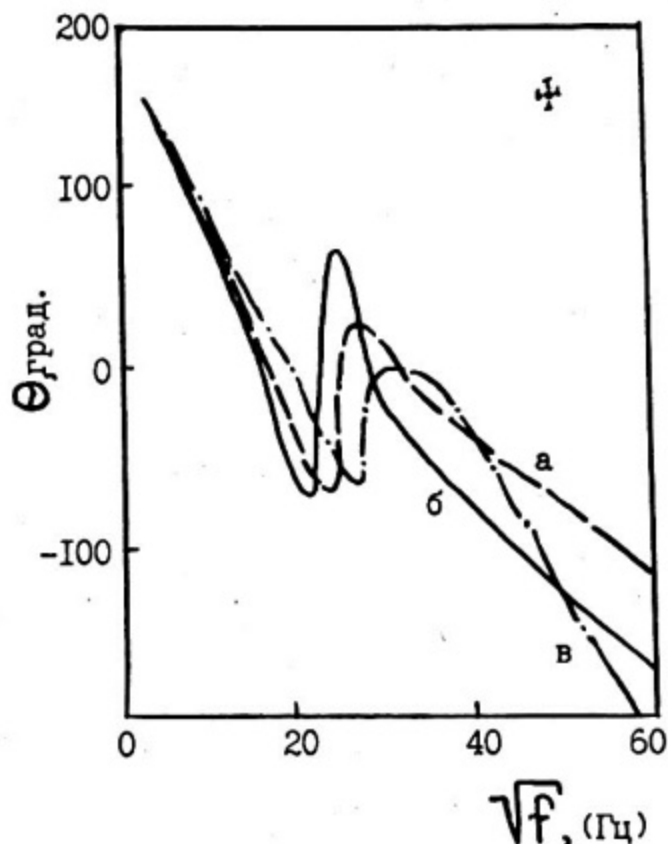


Рис. 7. Частотная зависимость фазы Θ ОФДС-сигнала для образца кремния n -типа ($\rho = 600 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) на глубине зондирования 1 мм с различной обработкой освещаемой поверхности:
 а) - полированная, б) - шлифованная, в) - необработанная

Указать же количественные значения S в каждом случае невозможно из-за неоднозначного влияния её на положение кривой. Здесь необходимы более тщательные метрологические исследования.

Авторы выражают признательность сотруднику кафедры А. Д. Кирюхину за предоставление образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vossara A.C., Fournier D., Badóz J. Thermo-optical spectroscopy: detection by the "mirage effect". - *Appl.Phys.Lett.*, 1980, v.36, no.2, pp.130-132.
2. Воронков В.В., Воронкова Г.И., Головина В.Н., Климанов Е.Д., Фаицкий В.И. Термические эффекты в бездислокационном высокоомном кремнии. - *ФТП*, 1982, т.16, в.5, с.892-895.
3. Павлов Л.П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. - М.: Мир, 1975.
4. Амиров Д.Г., Данилевский А.М., Челноков В.Е. Исследование кинетики рекомбинации в кремнии методом модуляции поглощения. - *ФТП*, 1976, т.10, в.10, с.1986-1989.
5. Fournier D., Vossara C., Skumanich A., Amer N.M. Photothermal investigation of transport in semiconductors: theory and experiment. - *J.Appl.Phys.*, 1986, v.59, no.3, p.787-795.
6. Fulkerson W.; Moore J.P., Williams R.R., Grewers R.S., McElroy Thermal conductivity, electrical diffusivity and seebeck coefficient of silicon. - *Phys.Rev.*, 1968, v.167, pp.765-782.
7. Гельд П.В. Термические и термоэлектрические свойства сплавов кремния с переходными металлами. - *ЖТФ*, 1957, т.27, в.1, с.113-118.
8. Glassbrenner C., Slack G.A. Thermal conductivity of silicon and germanium from 3°K to the melting point. - *Phys.Rev.*, 1964, v.134, pp.A1058 - A1069.
9. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. - М.: И.Ф.-М.Л., 1962.
10. Abeles B., Beers D.S., Cody G.D., Dismukes J.P. Thermal conductivity of Ge-Si alloys at high temperatures. - *Phys. Rev.*, 1962, v.125, pp.44-46.
11. Драбл Дж., Голдсмит Г. Теплопроводность полупроводников. - М.: ИЛ, 1979.
12. Смит Р. Полупроводники. - М.: Мир, 1982.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
I. МЕТОД ОБЪЕМНОЙ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	4
I.1. Физический принцип метода ОБДС	4
I.2. Одномерная теоретическая модель	6
I.3. Оценка величины разогрева при нерезонансном поглощении .	8
2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА	9
2.1. Принцип действия экспериментальной установки	9
2.2. Подготовка образцов	10
2.3. Соблюдение условия одномерности	11
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ	13
3.1. Зависимость сигнала от частоты модуляции	13
3.2. Измерение коэффициента температуропроводности	15
3.3. Измерение коэффициента диффузии носителей заряда	18
3.4. Определение времени жизни носителей заряда	19
3.5. Влияние обработки поверхности	20
Список литературы	22

Вячеслав Васильевич Зуев
Анатолий Николаевич Петровский
Алексей Олегович Сальник

Анализ свойств полупроводников методом
объемной фотодефлекционной спектроскопии

Рукопись поступила в издательский отдел 30.10.87

Ответственный за выпуск А.О.Сальник

Д. - 49590 Подписано в печать 1/11 - 1987г. Формат 60x84 1/16
П. л. 1,5 Уч.-изд. л. 1,25 Тираж 120 экз.
Изд. № 046-87 Заказ 3524 Цена 10 коп.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д.31