

Квазилинейный фоторефрактивный эффект в кремнии

© А.Л. Филатов[†]

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 11 мая 2000 г. Принята к печати 11 мая 2000 г.)

Исследованы нелинейности фоторефрактивного эффекта, возникающие при увеличении интенсивности излучения накачки. Проанализированы явления, связанные с рекомбинацией Оже и с изменением величины амбиполярной диффузии. Рассмотрены возможности применения исследований квазилинейного фоторефрактивного эффекта для определения транспортных параметров полупроводников.

Введение

На базе фоторефрактивного эффекта в полупроводниках [1] в последние несколько лет были разработаны и успешно применены локальные, бесконтактные методы измерений электронных [2] и тепловых [3] параметров кремния. Суть этого эффекта состоит в том, что при поглощении модулированного по интенсивности излучения накачки в объеме образца (вблизи места поглощения) периодически возникают градиенты концентрации фотовозбужденных носителей и температуры, которые в свою очередь приводят к периодическому возникновению фотоиндуцированной оптической неоднородности. Амплитудные и фазовые зависимости угла отклонения зондирующего луча на этой неоднородности от частоты модуляции излучения накачки и от расстояния между лучами несут информацию о параметрах среды.

Схема прохождения лучей в фоторефрактивных экспериментах показана на рис. 1. Промодулированный по интенсивности луч накачки, проходя на расстоянии z от поверхности образца, слабо поглощается в среде. Зондирующий луч проходит перпендикулярно к лучу накачки на расстоянии x от него и периодически отклоняется на оптической неоднородности на угол Θ , который имеет две компоненты: Θ_x — перпендикулярно лучу накачки и Θ_z — параллельно ему. Амплитуда Θ_x определяется главным образом градиентами концентрации свободных носителей и температуры. Амплитуда Θ_z определяется главным образом затуханием луча накачки в глубь образца. В работе [1] был проведен анализ, который показал, что в кремнии величина Θ_x в несколько раз больше величины Θ_z . При этом обе проекции угла отклонения несут примерно одинаковую информацию. Поэтому обычно ограничиваются исследованием только зависимостей амплитуды и фазы проекции угла Θ_x от расстояния между лучами и частоты модуляции луча накачки.

Главным отличием фоторефрактивного эффекта от родственных ему эффектов является его трехмерность. В интерференционных, фотодеформационных, а также мираж-эффектах используются одномерные [4,5] или двухмерные [6,7] модели. Пониженная размерность дает

улучшенное соотношение сигнал–шум, так как обеспечивает большую длину взаимодействия между зондирующим лучом и оптической неоднородностью.

Малые углы отклонения, связанные с малой областью взаимодействия в фоторефрактивном методе, практически всегда приводят к плохому соотношению сигнал–шум. Попытки решить эту проблему путем увеличения интенсивности излучения накачки приводят к возникновению нелинейных эффектов. В статьях [2,3] отмечалось, что в высокоомных образцах кремния при повышении интенсивности излучения накачки наблюдалось отклонение фоторефрактивного сигнала от расчетных значений. Для таких образцов рекомендовалось выбирать интенсивности излучения накачки так, чтобы концентрация фотовозбужденных носителей была намного меньше концентрации равновесных носителей. В настоящей статье теоретически и экспериментально исследуется фоторефрактивный эффект при интенсивностях излучения накачки, когда концентрация фотовозбужденных носителей становится сравнимой или большей концентрации равновесных носителей.

Теория

В работе [1] была разработана теория фоторефрактивного эффекта для случая, когда величина транспортных параметров полупроводника не зависит от интенсивности излучения накачки. Полученная формула зависимости проекции фоторефрактивного угла отклонения Θ_x от круговой частоты модуляции излучения накачки ω и от расстояния между зондирующим и греющим лучами x в общем случае оказалась достаточно громоздка. Однако в работе [1] было показано, что ее можно существенно упростить, если сделать несколько допущений. Если радиус луча накачки меньше характерных длин диффузии носителей заряда и тепла, исследуемая область находится вдали от освещаемой поверхности, характерная длина поглощения излучения накачки превосходит все другие характерные длины и, кроме того, измерение проводится на высоких частотах, когда влияние электронных параметров образца на коэффициент преломления становится определяющим, то формула сильно упрощается и при-

[†] E-mail: fil288@ire.216.msk.su
a.filatov@ms.ire.rssi.ru

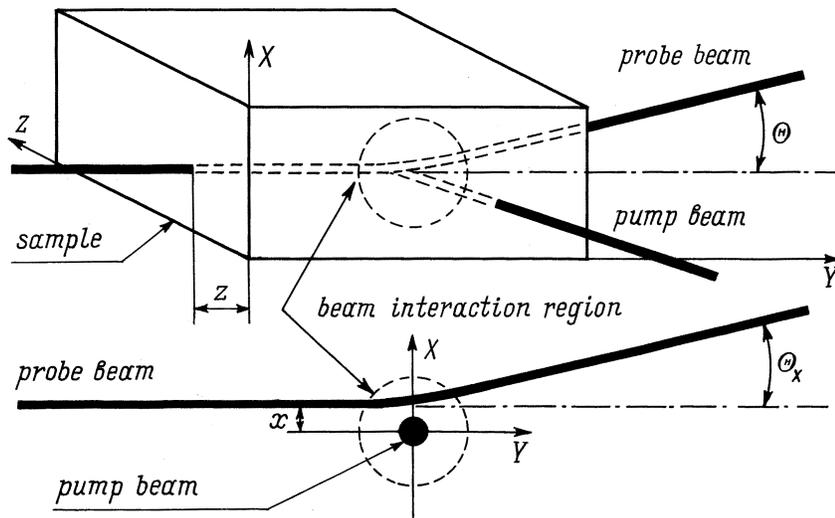


Рис. 1. Схема прохождения лазерных лучей в экспериментах по исследованию фоторефрактивного эффекта.

нимает вид

$$\Theta_x(\omega, x) = C \exp(-x/L_{\text{eff}} + ix/L_\varphi),$$

где

$$L_\varphi = \sqrt{2D\tau/(-1 + \sqrt{1 + \Omega^2})},$$

$$L_{\text{eff}} = \sqrt{2D\tau/(1 + \sqrt{1 + \Omega^2})}, \quad \Omega = \omega\tau,$$

C — коэффициент, который зависит от параметров образца, линейно зависит от мощности излучения накачки и не зависит от параметров ω и x , D — коэффициент амбиполярной диффузии, τ — время жизни носителей.

В рамках постановки задачи [1] зависимость фоторефрактивного сигнала, который пропорционален углу Θ_x , от мощности должна быть линейна. Кроме того, на высоких частотах амплитуда и фаза сигнала должны почти экспоненциально спадать при увеличении расстояния между лучами. В экспериментах такое поведение зависимостей наблюдается не всегда [2,3]. Тем не менее во всех образцах можно подобрать интервалы мощности, в которых такие зависимости выполняются. Отклонения от линейной модели проще всего объяснить тем, что величины времени жизни и коэффициента диффузии носителей заряда, вообще говоря, зависят от концентрации фотовозбужденных носителей, и, следовательно, от мощности излучения накачки. Для качественного понимания влияния величины концентрации удобно схематично разделить область изменения транспортных параметров от мощности излучения накачки на 4 зоны.

Первая зона соответствует концентрации фотовозбужденных носителей большей, чем 10^{18} см^{-3} . В ней происходит рекомбинация Оже носителей заряда, которая, как известно, зависит от квадрата концентрации, и, следовательно, в этой области время жизни носителей сильно изменяется при удалении от луча накачки. Для

оценки реальности существования этой зоны оценим концентрацию фотовозбужденных носителей Δn как количество генерированных носителей за время жизни τ в объеме, в который носители диффундируют за это время:

$$\Delta n = P\tau\beta/(h\nu\pi D\tau),$$

где P — мощность поглощенного излучения накачки, $h\nu$ — энергия кванта, β — коэффициент поглощения, D — коэффициент диффузии носителей заряда. В экспериментах эти параметры равны $h\nu = 1.17 \text{ эВ}$, $\beta = 10 \text{ см}^{-1}$, $D = 18 \text{ см}^2/\text{с}$, $P < 1 \text{ Вт}$, следовательно, концентрация фотовозбужденных носителей Δn меньше 10^{18} см^{-3} . Таким образом, рекомбинация Оже не должна влиять на фоторефрактивный сигнал. Однако в других фотоакустических методах, например основанных на лазерной генерации решетки свободных носителей и температурной решетки, этот тип рекомбинации необходимо учитывать [8].

Вторая зона соответствует случаю, когда концентрация фотовозбужденных носителей намного превышает концентрацию равновесных носителей, но меньше уровня, необходимого для рекомбинации Оже. В этом случае величина коэффициента диффузии слабо зависит от концентрации фотовозбужденных носителей и определяется совместной диффузией электронов и дырок. Время жизни в этой области, вообще говоря, зависит от концентрации носителей. Однако если эта зависимость выражена слабо, то можно использовать линейную модель.

В третьей зоне концентрация фотовозбужденных носителей становится примерно равной равновесной концентрации носителей. При этом поведение коэффициента диффузии описывается стандартной амбиполярной мо-

делью, в которой этот коэффициент определяется как

$$D = D_n D_p (n_e + n_p) / (D_n n_p + D_p n_e),$$

где D_n, D_p — коэффициенты диффузии для электронов и дырок, n_e, n_p — концентрация электронов и дырок. С учетом того что концентрации фотовозбужденных электронов и дырок равны, это выражение может быть переписано, например для образца p -типа, как

$$D = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p} \left(1 + \frac{N_p (D_n - D_p)}{2\Delta n (D_n + D_p) + 2N_p D_p} \right),$$

где Δn — концентрация фотовозбужденных носителей, N_p — равновесных дырок.

В четвертой зоне концентрация собственных носителей значительно превышает концентрацию фотовозбужденных носителей. В этой зоне величина коэффициента диффузии определяется диффузией неосновных носителей. Она, как и величина времени жизни, практически не зависит от концентрации фотовозбужденных носителей.

Таким образом, только в четвертой зоне расчет угла отклонения зондирующего луча соответствует линейной модели [1]. Во второй и третьей зонах необходимо учитывать нелинейные эффекты, связанные с изменениями во время эксперимента величин времени жизни и коэффициента диффузии. Введение дополнительных параметров, необходимых для таких расчетов, чрезмерно усложняет модель и делает неоднозначной подгонку теоретических и экспериментальных результатов. Однако при небольших изменениях концентраций время жизни и коэффициент диффузии, как правило, изменяются незначительно. Кроме того, на диффузионной длине транспортные параметры усредняются. Поэтому даже в нелинейном случае для зависимостей $\Theta_x(x)$ можно производить подгонку теоретических и экспериментальных результатов, используя линейную модель на расстояниях меньше диффузионной длины от места поглощения излучения накачки. Это предположение было проверено нами экспериментально.

Эксперимент

Для исследования особенностей нелинейных режимов фоторефрактивного эффекта использовалась та же установка, что и в работах [1–3]. В качестве источника луча накачки использовался YAG-лазер с максимальной мощностью излучения 1 Вт и длиной волны 1.06 мкм. Зондирование осуществлялось лучом He-Ne-лазера с длиной волны 1.15 мкм. Диаметры зондирующего луча и луча накачки в зоне их взаимодействия составляли около 50 мкм. Изменение взаимного расположения лучей производилось перемещением линзы, которая использовалась для фокусировки луча накачки. Механический прерыватель обеспечивал частоту модуляции луча накачки от 1 Гц до 2 кГц. Отклонение зондирующего луча

регистрировалось позиционно-чувствительным приемником. Основным фактором, ограничивающим чувствительность установки, являлись флуктуации угла отклонения зондирующего луча, которые в среднем составляли примерно 10^{-8} рад/ $\sqrt{\text{Гц}}$.

Нами были проведены эксперименты на ряде образцов кремния p - и n -типа с различным удельным сопротивлением в интервалах интенсивности излучения лазера накачки от 1 мВт до 1 Вт. Измерялись зависимости амплитуды и фазы фоторефрактивного сигнала от расстояния между зондирующим лучом и лучом накачки при фиксированной мощности. Частота модуляции излучения накачки во всех экспериментах была 1600 Гц, что обеспечивало преобладающее влияние электронных свойств образца на фоторефрактивный эффект по сравнению с влиянием на него тепловых свойств. Все эксперименты проводились вдали от поверхности образцов для устранения воздействия на эффект поверхностной рекомбинации.

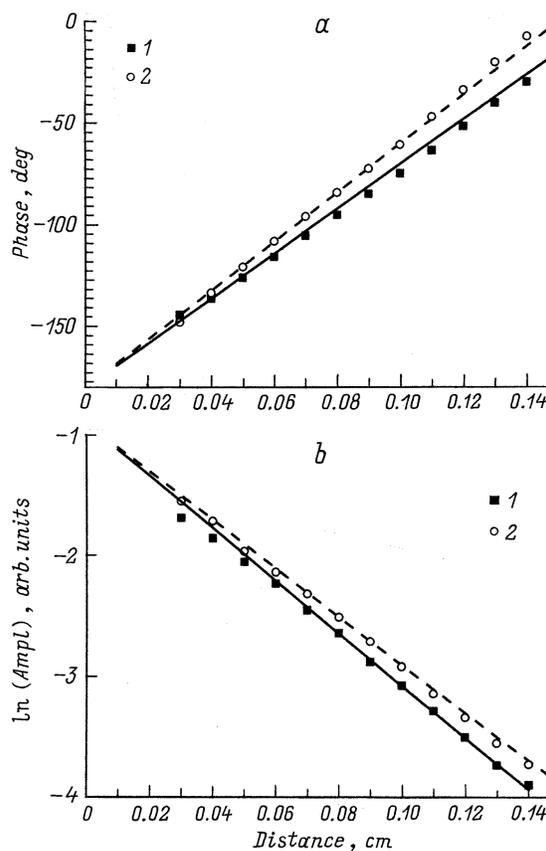


Рис. 2. Зависимости параметров фоторефрактивного сигнала от расстояния между лучами для образца кремния n -типа с удельным сопротивлением 5 Ом·см: a — фазы, b — логарифма амплитуды. Экспериментальные зависимости были получены при мощностях излучения лазера, Вт: 1 — 0.7, 2 — 0.08. Теоретические зависимости, показанные сплошной и штриховой линиями, были рассчитаны соответственно при $\tau = 0.4$ мс и $D = 12$ см²/с, $\tau = 1.2$ мс и $D = 12$ см²/с.

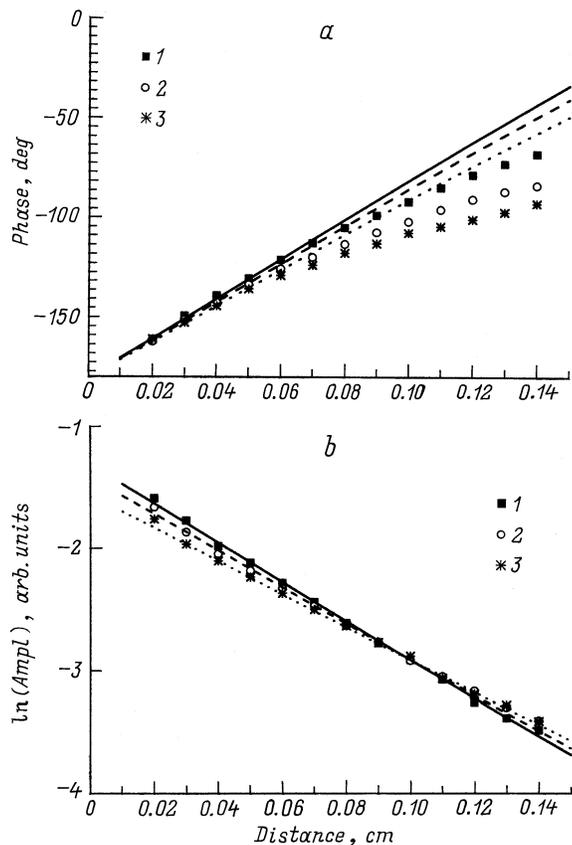


Рис. 3. Зависимости параметров фоторефрактивного сигнала от расстояния между лучами для образца кремния p -типа с удельным сопротивлением $20 \text{ кОм} \cdot \text{см}$: a — фазы, b — логарифма амплитуды. Экспериментальные зависимости были получены при мощностях излучения лазера, Вт: 1 — 0.9, 2 — 0.26, 3 — 0.06. Теоретические зависимости, показанные непрерывной, штриховой и пунктирной линиями, были рассчитаны соответственно при $\tau = 0.75 \text{ мс}$ и $D = 18 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau = 0.75 \text{ мс}$ и $D = 20 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau = 0.75 \text{ мс}$ и $D = 23 \text{ см}^2/\text{с}$.

Практически во всех экспериментах при изменениях интенсивности излучения накачки наблюдалось изменение в фазовых и в амплитудных зависимостях. Для части зависимостей, полученных в нескольких экспериментах на одном и том же образце при различных интенсивностях излучения накачки, оказалось возможным осуществить стандартную подгонку экспериментальных данных и линейной теоретической модели. Подгонка проводилась по методике, описанной в работе [1,2], путем подбора двух параметров — времени жизни τ и коэффициента диффузии D фотовозбужденных носителей.

В качестве иллюстрации на рис. 2 показаны экспериментальные и расчетные зависимости, полученные на образце кремния n -типа с удельным сопротивлением $5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Экспериментальные результаты, полученные при мощностях излучения YAG-лазера 0.7 и 0.08 Вт, показаны символами 1 и 2 соответственно. Расчетные зависимости показаны непрерывной линией для параметров $\tau = 400 \text{ мкс}$, $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$ и штриховой линией

для параметров $\tau = 1200 \text{ мкс}$, $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$ соответственно. Из графиков видно, что наблюдается хорошее количественное согласие экспериментальных и расчетных значений амплитуды и фазы фоторефрактивного сигнала на расстояниях, превышающих диффузионную длину носителей, которая в этом случае была примерно 0.1 см. При этом величина времени жизни, полученная по спаду фотопроводимости (450 мкс), близка к величине $\tau = 400 \text{ мкс}$, найденной при анализе данных, полученных фоторефрактивным методом при большой интенсивности излучения. Величина коэффициента диффузии соответствует коэффициенту диффузии дырок в кремнии, которые являются неосновными носителями в образце n -типа, что соответствует случаю, когда концентрация собственных носителей значительно превышает концентрацию фотовозбужденных носителей. Соответствие экспериментальных данных для этих образцов линейной модели фоторефрактивного эффекта свидетельствует о незначительности изменения параметров образца в ходе проведения каждого эксперимента.

Для некоторых экспериментальных зависимостей, полученных на одном и том же образце при различных интенсивностях излучения накачки, оказалось невозможным выполнить подгонку для всех значений расстояния между лучом накачки и зондирующим лучом. В этом случае подгонка осуществлялась по области, ближайшей к месту поглощения излучения. Именно такие экспериментальные расчетные зависимости, полученные для образца кремния p -типа с удельным сопротивлением $20 \text{ кОм} \cdot \text{см}$, представлены на рис. 3. Экспериментальные результаты, полученные при мощностях лазера 0.9, 0.26 и 0.06 Вт, отмечены символами 1, 2 и 3 соответственно. Параметры расчетных зависимостей указаны в подписи к рис. 3. Из графиков видно, что имеется хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений только примерно до расстояния 0.06 см между лучом накачки и зондирующим лучом. Это расстояние соответствует величине диффузионной длины, которая в этих случаях составляет приблизительно 0.1 см. Найденная величина времени жизни ($\tau = 750 \text{ мкс}$) находится в хорошем соответствии с величиной 800 мкс, полученной на этом образце по спаду фотопроводимости. Изменение величины коэффициента диффузии от 18 до $23 \text{ см}^2/\text{с}$ соответствует постепенному переходу от одновременной диффузии электронов и дырок к доминированию диффузии неосновных носителей заряда (электронов).

Заключение

Линейная теория фоторефрактивного эффекта была разработана при условии постоянства транспортных параметров полупроводников [1]. Однако эксперименты показали, что даже в случае значительного превышения концентрации равновесных носителей над концентрацией фотовозбужденных носителей могут наблюдаться несоответствия между расчетными и экспериментальными данными, если они были получены при разных

мощностях излучения накачки. Кроме того, оказалось, что в высокоомных образцах кремния при попытках увеличить соотношение сигнал–шум в фоторефрактивном сигнале путем увеличения мощности излучения накачки быстро достигается уровень, после которого не удается подогнать экспериментальные и полученные в рамках линейной модели расчетные кривые.

Выявленные несоответствия хорошо объясняются общеизвестными фактами изменения времени жизни и коэффициента диффузии в зависимости от концентрации фотовозбужденных и равновесных носителей. При этом на основе теоретического анализа с последующей экспериментальной проверкой была показана возможность использования линейной модели фоторефрактивного эффекта на расстояниях меньше диффузионной длины носителей заряда для определения транспортных параметров носителей заряда даже в случае изменения величины коэффициента диффузии во время эксперимента.

Полученные результаты позволяют расширить диапазон применения фоторефрактивного метода на более высокоомные образцы. Кроме того, на базе анализа зависимости коэффициента диффузии от интенсивности излучения возможна разработка метода бесконтактного, локального определения проводимости в объеме образцов.

Список литературы

- [1] A.L. Filatov, V.I. Mirgorodsky, V.A. Sablicov. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 694 (1993).
- [2] A.L. Filatov, V.I. Mirgorodsky, V.A. Sablicov. *Engineering Optics*, 321 (1993).
- [3] А.Л. Филатов. *ЖТФ*, **9**, 115 (1998).
- [4] A. Skumanich, D. Fournier, A.C. Voccara, N.M. Amer. *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 402 (1985).
- [5] D. Fournier, A.C. Voccara, A. Skumanich, N.M. Amer. *J. Appl. Phys.*, **59**, 787 (1986).
- [6] H. Dersch, N. Amer. *Appl. Phys. Lett.*, **47** (3), 292 (1985).
- [7] N.M. Amer. *J. de Phys.*, **44**, C6-185 (1983).
- [8] H.J. Eichler, F. Massmann, E. Biselli, K. Richter, M. Glotz, L. Konetzke, X. Yang. *Phys. Rev. B*, **36** (3), 3247 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

A photorefractive quasi-linear phenomenon in silicon

A.L. Filatov

Institute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Moscow Region, Russia

Abstract Nonlinearity of the photorefractive phenomenon associated with a high intensity of pump irradiation has been investigated. Auger recombination and ambipolar diffusion are taken into consideration. The quasi-linear phenomenon is likely to be employed in finding the semiconductor transport parameters.