

Инфракрасная томография времени жизни и диффузионной длины носителей заряда в слитках полупроводникового кремния

© В.Д. Ахметов[¶], Н.В. Фатеев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 30 мая 2000 г. Принята к печати 31 мая 2000 г.)

Представлен неразрушающий метод измерения трехмерной картины распределения времени жизни и диффузионной длины носителей заряда в слитках кремния длиной до 1 м и диаметром до 0.3 м. Физической основой метода является инфракрасное зондирование слитка с полированными участками поверхности скрещенными лучами. Один луч, импульсно-периодический, с длиной волны 1.15–1.28 мкм, создает избыточные носители в стержнеобразной области, расположенной вдоль траектории луча в слитке, в то время как другие лучи, непрерывные и более длинноволновые, отслеживают временную и пространственную кинетику избыточных носителей в небольшом участке стержнеобразной области и вблизи нее (через поглощение на свободных носителях). В силу удаленности измеряемой области от поверхности слитка метод свободен от необходимости учета поверхностной рекомбинации. Показаны возможности метода на слитке с известной пространственной неоднородностью времени жизни носителей. Достигнуто пространственное разрешение в несколько мм.

Введение

Время жизни (τ) и диффузионная длина (L) носителей заряда характеризуют качество кремния как полупроводникового материала. Измерения τ и L широко распространены применительно к анализу пластин кремния и кремниевых структур. Соответствующие многообразные методы измерений непрерывно развиваются и совершенствуются. Однако, что касается анализа слитка кремния в целом, то здесь подход к измерениям остался неизменным с 50-х годов, а именно — с двух концов слитка отрезается по шайбе, производится тщательная механическая и химическая обработка поверхности, чтобы снизить вклад поверхностной рекомбинации, после чего производится собственно измерение методами, разработанными для пластин, например, по стандарту ASTM F 1535-94. Распределение времени жизни носителей по слитку при этом остается неизвестным. Чтобы получить распределение времени жизни по слитку, слиток при таком подходе приходится весь разрезать на диски, т.е. разрушать.

В то же время проведение неразрушающих измерений на слитках представляет определенный интерес — это и 1) контроль качества слитков как готовой продукции, без неопределенностей в τ из-за вклада поверхностной рекомбинации, и 2) контроль за распределением τ в слитке при отработке режимов роста, а также в ходе дальнейших термических и радиационно-термических обработок, например, при проведении нейтронного трансмутационного легирования.

Цель данной работы — разработка метода определения трехмерной картины распределения τ и L применительно к слиткам кремния, выращенным как методом Чохральского, так и методом бестигельной зонной плавки.

Физической основой разработанного метода является зондирование измеряемого объекта скрещенными луча-

ми. Используется импульсно-периодическая фотоинжекция электронов и дырок одним лучом света (лучом накачки) и последующее отслеживание пространственно-временной картины эволюции числа избыточных носителей другим лучом света (тестирующим лучом) по поглощению на свободных носителях. Ранее такой подход применялся для измерения времени жизни на пластинах [1] и прямоугольных брусках миллиметрового сечения [2]. В [1,2] для инжекции носителей использовался луч импульсного YAG-лазера с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, излучение которого поглощается в кремнии на глубине ~ 1 мм, в то время как для наблюдения за убывлю избыточной концентрации носителей Δn применялось излучение He-Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 3.39$ мкм, слабо поглощающееся в умеренно легированном кремнии (сечение поглощения порядка 10^{-17} см² [1,2]). При этом лучи на исследуемый объект направлялись так, чтобы их оси пересекались друг с другом под некоторым углом, в точке либо на поверхности образца, либо вблизи нее в объеме образца. В результате этого экспериментально измеряемая кинетика спада наведенного на длине волны 3.39 мкм поглощения отслеживает убывлю во времени Δn . После некоторых дополнительных манипуляций, преследующих цель учесть вклад поверхностной рекомбинации, определялось объемное τ . Выделение желаемой для наблюдения области образца происходит за счет того, что регистрируемый сигнал поглощения на свободных носителях обусловлен только теми носителями, которые локализованы в области пересечения луча накачки с тестирующим лучом.

В предложенном нами методе, апробация которого являлась целью данной работы, для импульсной фотоинжекции используется более длинноволновое излучение, $\lambda = 1.15 - 1.28$ мкм, которое слабо поглощается в совершенном кремнии, тем самым позволяя осуществить инжекцию электронов и дырок в любой области слитка размером до ~ 1 м. Наряду с точным пересечением осей

[¶] E-mail: akhmetov@isp.nsc.ru

лучей также используется взаимное расположение лучей с некоторым расстоянием между ними, сопоставимым с диффузионной длиной носителей заряда. Благодаря этому достигается 1) возможность томографии слитка с локальностью ~ 1 см по любой из координат, 2) радикальное преодоление проблемы паразитного вклада поверхностной рекомбинации путем дистанцирования измеряемой области слитка от поверхности и 3) дополнительная возможность измерения L .

Эксперимент

Спектры пропускания слитка кремния длиной 125 мм с полированными торцами, перпендикулярными оси слитка, при прохождении света вдоль оси слитка, измеренные при комнатной температуре и температуре 80°C на дифракционном спектрофотометре СФ-8, приведены на рис. 1. Из полученных спектров видно, что в использованном диапазоне температур при длинах волн $\lambda < 1.15$ мкм кремний при этих толщинах практически непрозрачен, а при $\lambda > 1.28$ мкм практически полностью прозрачен (за исключением 30%-го отражения от поверхностей). Интервал температур $T = 20\text{--}80^\circ\text{C}$ соответствует обычно используемым температурам при проведении измерений времени жизни в кремнии, в том числе и для проведения тестов на наличие прилипания носителей на ловушках. Таким образом, для фотоинъекции носителей заряда в слитках кремния необходимо использовать излучение с длинами волн в интервале $\lambda = 1.15\text{--}1.28$ мкм.

Исходя из измеренных спектров пропускания был выбран источник луча накачки в виде импульсного перестраиваемого по длине волны в указанных пределах твердотельного лазера на F_2 -центрах в LiF [3]. Лазер

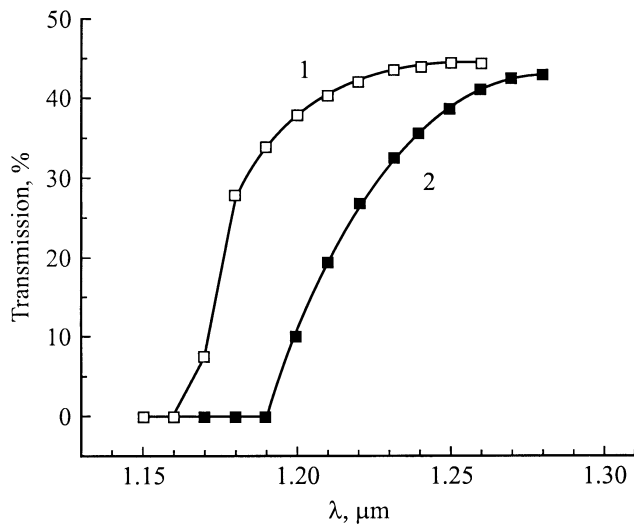


Рис. 1. Спектры пропускания вблизи края фундаментального поглощения отрезка слитка тигельного кремния с удельным сопротивлением $45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ длиной 125 мм при температурах 20 (1) и 80°C (2).

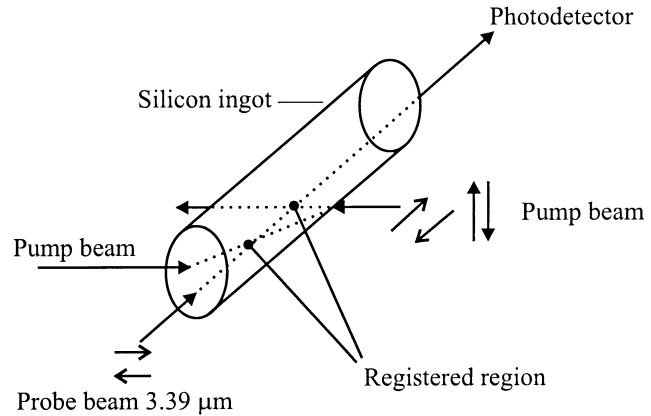


Рис. 2. Принцип томографического измерения времени жизни и диффузионной длины носителей заряда в слитке кремния.

излучал световые импульсы длительностью 30 нс, с шириной линии генерации 0.5 нм, с частотой повторения $20 \text{ Гц} \text{--} 5 \text{ кГц}$ и с энергией в импульсе $2 \cdot 10^{-4}$ Дж на длине волны $\lambda = 1.17\text{--}1.18$ мкм. Длина волны накачки грубо выбиралась по спектру пропускания, а более точно — подбором по критерию половинного ослабления амплитуды измеряемого сигнала по мере передвижения области пересечения лучей от места входа луча накачки к месту его выхода из слитка.

В качестве тестирующего излучения использовался луч непрерывного гелий-неонового лазера с длиной волны 3.39 мкм, мощностью $\sim 10 \text{ мВт}$. Диаметры лучей варьировались от 1 до 10 мм путем применения линз.

Для заведения лучей в слиток и их взаимного пересечения внутри слитка в желаемой области использовались две схемы эксперимента, ход лучей в которых показан на рис. 2.

В первой схеме, именуемой далее "перпендикулярной геометрией", тестирующий луч падал нормально на плоский торец слитка и распространялся вдоль оси слитка, а луч накачки — нормально на боковую поверхность и распространялся перпендикулярно оси слитка. Предварительно на боковой "квазицилиндрической" поверхности слитка делались вдоль слитка две небольшие по ширине плоские грани на двух диаметрально противоположных друг другу сторонах "квазицилиндра". Грани изготавливались с целью обеспечить прохождение лучей без искажения формы. Ширина граней составляла 10–20 мм. Подготовка поверхностей осуществлялась механической резкой, шлифовкой и полировкой, точность плоскопараллельности граней составляла $2\text{--}3^\circ$. Химическая обработка поверхностей не применялась. Оптической системой оси лучей направлялись взаимно перпендикулярно и так, чтобы обеспечить их точное, в случае измерения τ , пересечение внутри слитка, либо неточное пересечение, с расстоянием между осями лучей несколько миллиметров, в случае измерения L . На выходе тестирующего луча из слитка устанавливался

фотоприемник из охлаждаемого жидким азотом примесного Ge(Au). Сигнал с фотоприемника, усиленный широкополосным усилителем, поступал на 10-разрядный, на основе IBM PC, цифровой осциллограф, запускаемый импульсами лазера накачки. Суммарная инерционность приемно-регистрирующего тракта составляла несколько мкс. Время, затрачиваемое на проведение измерения в одной точке, составляло от 30 с до 20 мин и определялось числом сканов, результаты которых усреднялись для очищения сигнала от шумов.

Во второй схеме, именуемой далее "брюстеровской", боковая поверхность слитка не обрабатывалась, а ввод обеих лучей осуществлялся только через полированные торцы, подготовленные как и в предыдущем варианте. При этом тестирующий луч падал на торец нормально и распространялся вдоль оси слитка, а p -поляризованный луч накачки падал на торец (тот же, либо противоположный) под углом, близким к углу Брюстера, $65\text{--}75^\circ$. В остальном все было как в предыдущем варианте, за исключением вспомогательного Ge-фотодиода, который устанавливался у боковой поверхности слитка. Он регистрировал рассеянное излучение импульсного луча накачки, выходящее из рифленой боковой поверхности слитка. В данной геометрии хода лучей угол падения луча накачки на боковую поверхность изнутри слитка намного превышал угол полного внутреннего отражения, если пренебречь рифленостью боковой поверхности слитка. Однако, несмотря на большой угол падения, сигнал рассеянного излучения луча накачки, выходящего из боковой поверхности, был настолько велик, что входное окно вспомогательного Ge-фотодиода приходилось затенять, чтобы диод не входил в насыщение. Измерение точки выхода рассеянного излучения луча накачки из слитка давало возможность более точного вычисления траектории луча накачки внутри слитка по сравнению с измерением траектории по точке входа и углу падения луча накачки на торец слитка.

Проводились также пробные измерения в геометрии, когда луч накачки распространялся вдоль оси слитка, а тестирующий луч — поперек, но при этом тестирующий луч падал на необработанную боковую поверхность слитка. Оказалось, что и в этой схеме можно регистрировать сигнал модуляции поглощения на свободных носителях, однако отношение сигнала к шуму уменьшалось из-за рассеяния и искажения формы тестирующего луча на входе и выходе из боковой квазицилиндрической необработанной поверхности выращенного слитка. Это понижало производительность измерений из-за необходимости длительного накопления сигнала. Далее будут приведены результаты только для "перпендикулярной" и "брюстеровской" геометрий эксперимента.

Объектом измерения служили отрезки слитков кремния, выращенных методом Чохральского (промышленной слиток с удельным сопротивлением $45\text{ Ом}\cdot\text{см}$), а также полученных методом бестигельной зонной плавки (опытные образцы, выращенные на установке FZ-20

в Институте физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск), с удельным сопротивлением 45 и $1000\text{ Ом}\cdot\text{см}$ соответственно, диаметром $60\text{--}80$ мм, длиной $100\text{--}250$ мм. Для определения локальности метода был сделан модельный объект — "составной слиток", с известной резкой пространственной неоднородностью τ . Для этого из средней части слитка Si, полученного методом Чохральского, вырезался, шлифовался и полировался диск толщиной 15 мм. Этот диск отжигался на воздухе при 800°C без принятия специальных мер по соблюдению чистоты с целью понижения τ за счет проникновения быстродиффундирующих рекомбинационно-активных примесей. Торцы двух других частей слитка также шлифовались и полировались. Затем все три части слитка укладывались друг за другом в исходной последовательности и измерялись как единый слиток.

Результаты и обсуждение

Данные по пропусканию слитка кремния в спектральном диапазоне $\lambda = 1.15\text{--}1.30$ мкм, представленные на рис. 1, свидетельствуют о том, что в выращенном слитке кремния существует заметное околоразное поглощение, простирающееся в случае измерения при комнатной температуре до энергии кванта света $h\nu \approx 1.01\text{ эВ}$ ($\lambda = 1.23$ мкм), в то же время как ширина запрещенной зоны кремния при комнатной температуре составляет $E_G = 1.126\text{ эВ}$ [4]. По-видимому, причиной наблюдаемого размытия фундаментального края поглощения (которое не заметно на обычно измеряемых пластинах кремния толщиной ~ 1 мм) являются поглощение на межзонных переходах с участием фононов, а также несовершенства кристаллической решетки кремния. Не конкретизируя далее механизм поглощения при $h\nu < E_G$, следует заметить, что результатом поглощения света, как это будет видно из дальнейших экспериментальных данных, является возникновение свободных носителей заряда.

На рис. 3 и 4 представлены семейства кривых релаксации сигнала V во времени t после окончания действия импульса накачки, измеренные в различных точках вдоль оси "составного слитка". Диаметр лучей, как тестирующего, так и накачки, составлял $2\text{--}3$ мм. Рис. 3 соответствует "перпендикулярной геометрии", а рис. 4 — "брюстеровской". На обоих семействах релаксационных кривых видно резкое увеличение наклона кривых при прохождении области измерения средней части слитка, где расположен загрязненный диск кремния. Однако в случае перпендикулярной геометрии эта резкость выражена сильнее.

На рис. 5 приведена зависимость уровня пика регистрируемого сигнала, который пропорционален уровню генерации носителей, на протяжении следования импульсного луча накачки вдоль составного слитка (слиток длиной ~ 100 мм, диск толщиной 15 мм, слиток длиной

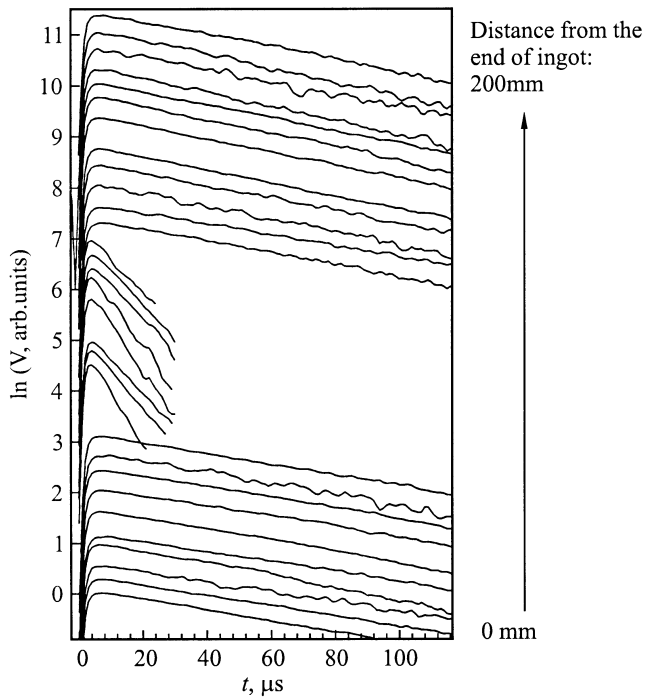


Рис. 3. Релаксация поглощения на свободных носителях на различных расстояниях от начала составного слитка. Материал слитка — тигельный кремний с удельным сопротивлением $45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Средняя часть слитка загрязнена отжигом на воздухе. Зондирующий луч заведен в торец, а луч накачки — в боковую поверхность слитка ("перпендикулярная геометрия").

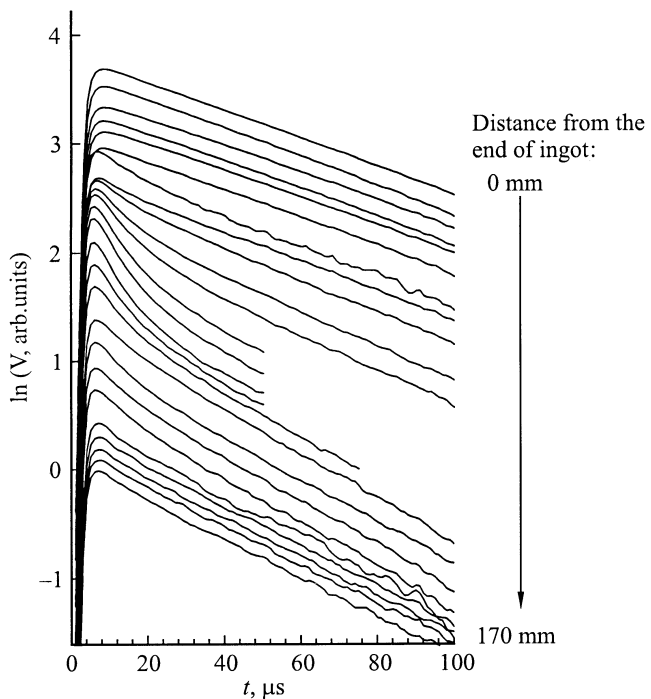


Рис. 4. Релаксация поглощения на свободных носителях на различных расстояниях от начала составного слитка. Слиток тот же, что на рис. 3. Зондирующий луч и луч накачки заведены в слиток с одного торца, под углами падения 0° и 73° соответственно ("брюстеровская геометрия").

125 мкм) при заведении луча накачки с длиной волны 1.17 мкм с полированного торца, перпендикулярного оси слитка, в "брюстеровской" геометрии измерения. Из рис. 5 видно, что сигнал модуляции интенсивности тестирующего луча на выходе его из слитка наблюдается на всем протяжении следования луча накачки и в основном монотонно убывает по мере удаления от точки входа луча накачки. Некоторые отклонения от монотонности скорее всего связаны с немонотонностью использованного объекта, например, неидеальностью плоскостей торцов, некоторой непараллельностью торцов, неточной установкой угла Брюстера и т.д. Однако, даже если эти особенности и вызваны отчасти некоторой флуктуацией коэффициента поглощения (на длине волны луча накачки) по объему слитка, уровень сигнала во всех измеренных областях составного слитка оказывается достаточным для уверенной количественной регистрации временной зависимости сигнала.

Отсюда следует, что в монокристаллическом кремнии полупроводникового качества может быть создана стержнеобразная область избыточных носителей заряда регулярным образом, без возникновения по пути следования луча участков, где носители практически не создаются, а также без возникновения участков с повышенным погло-

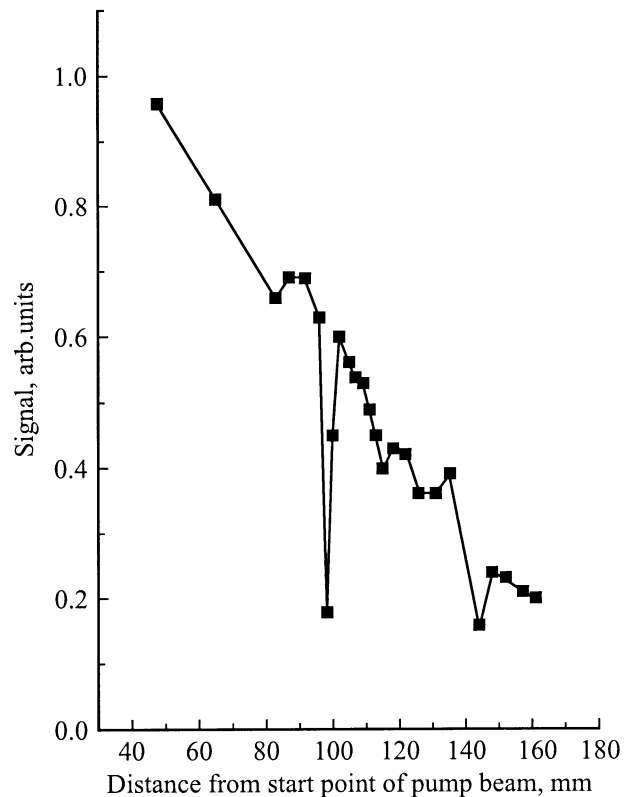


Рис. 5. Зависимость амплитуды пика сигнала поглощения на свободных носителях от расстояния между измеряемой точкой и точкой входа луча накачки в слиток. Слиток тот же, что на рис. 3. Длина волны луча накачки 1.17 мкм, температура измерения — комнатная.

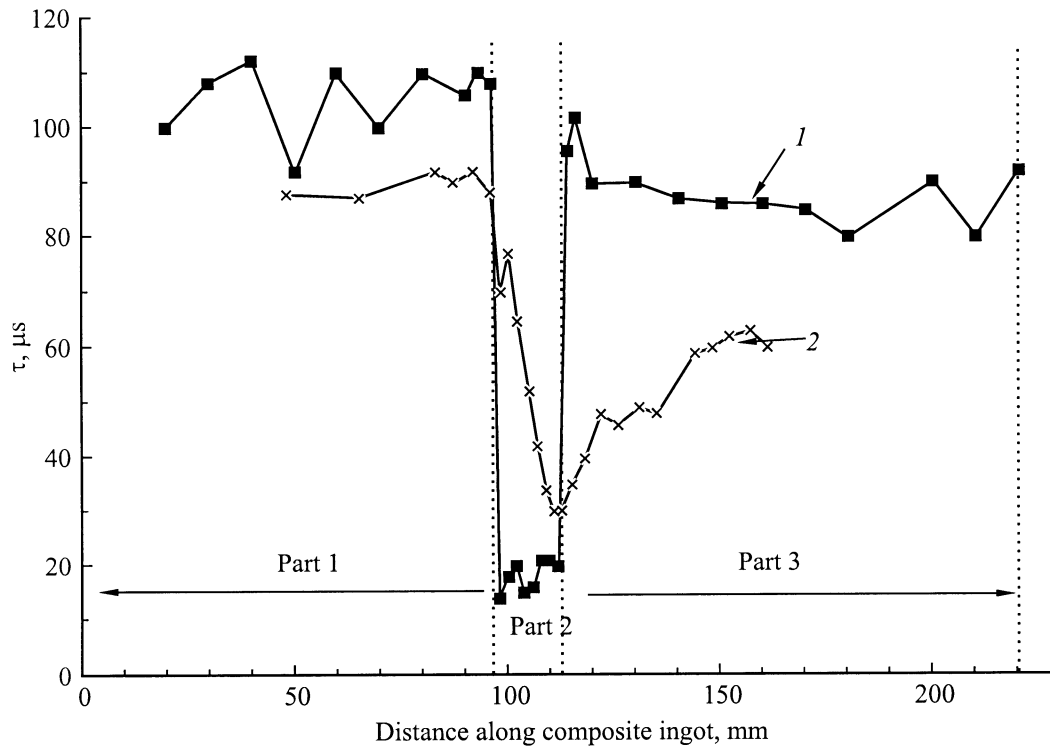


Рис. 6. Распределение времени жизни носителей заряда вдоль составного слитка. Данные получены обсчетом релаксационных кривых рис. 3 и 4. 1 — перпендикулярная геометрия лучей, с вводом их через торец и боковую поверхность; 2 — брюстеровская геометрия лучей, с вводом обоих лучей через один торец.

шением, после которых генерация носителей значительно бы ослаблялась. Физически этот факт означает, что форма края поглощения не претерпевает существенных изменений при выборе различных участков кристалла, отличающихся друг от друга по структурному совершенству, примесному составу, и, возможно, наличию встроенных электрических и деформационных полей. По-видимому, такая благоприятная для реализации предлагаемого способа измерений ситуация, а именно по возможности осуществления оптической накачки носителей в глубине слитка, связана с непрямоугольностью кремния, за счет чего начало края фундаментального поглощения оказывается относительно пологим, а также с высоким качеством кристаллической структуры и высокой чистотой слитков кремния, выращиваемых в настоящее время.

На рис. 6 представлено распределение τ вдоль оси слитка, полученное обработкой данных рис. 3 и 4. Здесь видно, что измерения в перпендикулярной геометрии в точности повторяют геометрическое положение неоднородности τ (положение загрязненного диска кремния указано вертикальными штриховыми линиями), в то время как для брюстеровской геометрии неоднородность выглядит значительно уширенной. Худшее пространственное разрешение, полученное для брюстеровской геометрии, скорее всего вызвано рассеянием на шероховатостях и пыли, а также отражениями от внутренних поверхностей "составного слитка". Этот паразитный эф-

фект заметен при сканировании Ge-фотодиодом боковой поверхности слитка: когда точка выхода луча накачки была уже в третьей части слитка, то из щелей между диском и прилегающими частями слитка выходило интенсивное излучение 1.17 мкм, которого в идеальном варианте при строго брюстеровском падении не должно быть вообще. По-видимому, при использовании действительно монолитного слитка этого паразитного эффекта не будет, и пространственное разрешение в брюстеровской геометрии будет соответствовать геометрическому размеру области пересечения лучей.

Сравнивая обе геометрии измерений, можно заключить, что перпендикулярная геометрия дает лучшую локальность измерения, но требует некоторой обработки боковой поверхности, тогда как в брюстеровской геометрии локальность измерения хуже, но обработки боковой поверхности слитка не требуется.

Результаты измерения диффузионного перемещения носителей заряда из первоначально инжектированной цилиндрической области, проведенные в перпендикулярной геометрии на кремнии *n*-типа проводимости, полученного зонной плавкой, представлены на рис. 7. Здесь изображено семейство кривых временной релаксации сигнала поглощения на свободных носителях, где параметром кривых является расстояние между осями лучей, варьируемое от нуля (точное пересечение лучей) до ± 4 мм. Диаметры лучей составляли 1.2 мм для луча

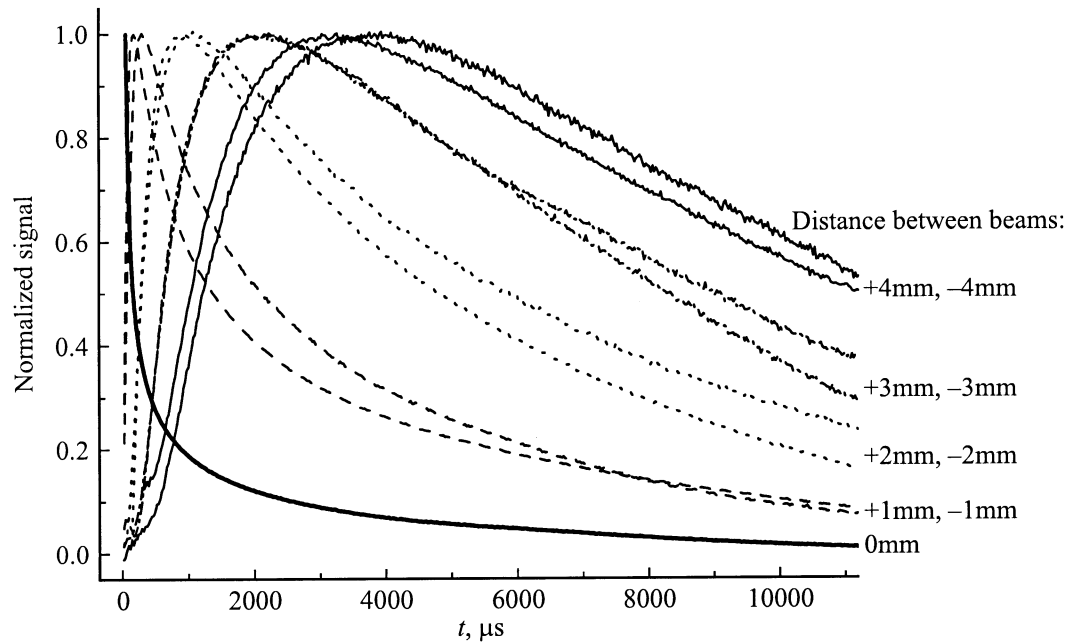


Рис. 7. Временные зависимости сигнала от наведенного поглощения в слитке кремния при $\lambda = 3.39 \mu\text{м}$ на пути зондирующего луча в зависимости от расстояния между осями луча накачки и зондирующего луча. Материал слитка — кремний, полученный зонной плавкой, с удельным сопротивлением $1 \text{ кОм} \cdot \text{см}$.

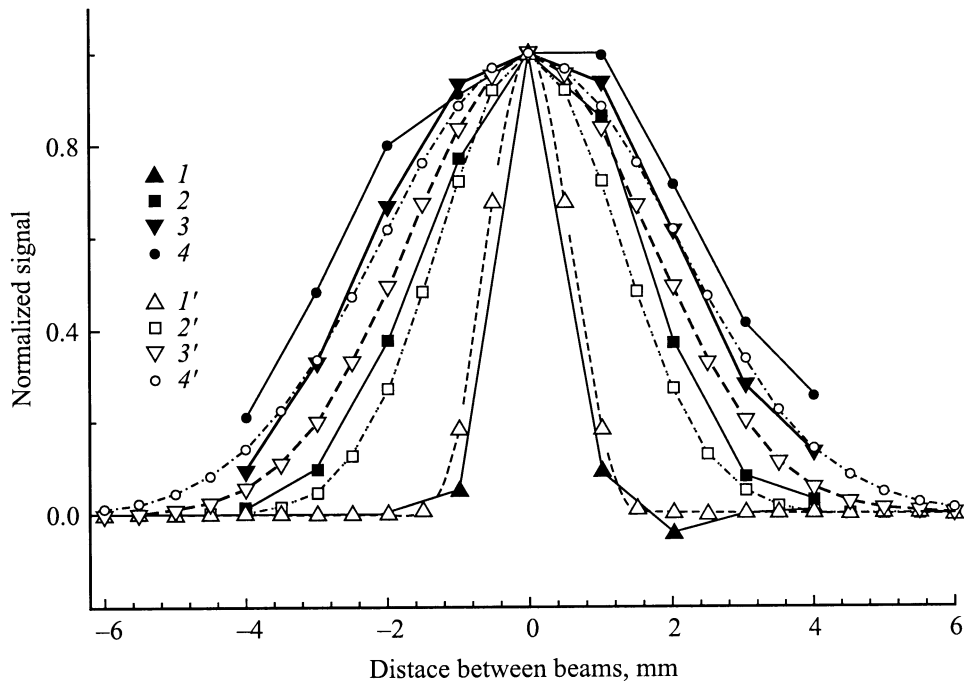


Рис. 8. Пространственное распределение сигнала наведенного поглощения в слитке на различных временах после импульса накачки. Слиток тот же, что на рис. 7. (1–4) — эксперимент, (1'–4') — расчет по диффузионно-рекомбинационной модели. Время после инжекции t , мкс: (1, 1') — 25, (2, 2') — 500, (3, 3') — 1000, (4, 4') — 1500.

накачки и 1 мм для тестирующего луча. На кривых, измеренных при неточном пересечении осей лучей, видно явное запаздывание во времени в формировании пика сигнала после прекращения действия импульса накачки, что наглядно показывает процесс пространствен-

ного перемещения носителей заряда от луча накачки к тестирующему лучу. В предположении отсутствия встроенных в измеряемое место слитка электрических полей процесс перемещения определяется амбиполярной диффузией. В пользу отсутствия значительного вклада

электрического поля в наблюдаемое пространственное перемещение носителей заряда свидетельствуют вышеприведенные данные, но для наглядности перестроенные на рис. 8 в явные пространственные зависимости сигнала от координаты, где уже время является параметром кривых. Видна хорошая симметрия картины, которая должна была исказиться в случае дрейфа.

Факт явного пространственного перераспределения инжектирования носителей, представленный на рис. 8 свидетельствует о том, что выбранный способ возбуждения электронной подсистемы кремния (светом с энергией немного меньше ширины запрещенной зоны) действительно приводит к возникновению свободных носителей.

Штриховыми линиями на рис. 8 представлены результаты подгонки модельных расчетов временных зависимостей амплитуды измеренных сигналов, включающих в себя пространственно-временную эволюцию инжектированного стержнеобразного пакета носителей заряда, обусловленную процессами диффузии и рекомбинации, описываемую уравнением в цилиндрических координатах

$$\partial \delta n / \partial t = -\delta n / \tau(\delta n) + D[\partial^2 \delta n / \partial r^2 + (\partial \delta n / \partial r) / r],$$

где δn есть Δn , нормированная на ее стартовое значение при $r = 0$, $t = 0$, t — время после окончания импульса накачки; $\tau(\delta n)$ — время жизни, в общем случае зависящее от уровня инжекции; D — коэффициент амбиполярной диффузии; r — расстояние от оси луча накачки. После нахождения решения данного уравнения численными методами вычислялось количество носителей, оказывающихся на пересечении пакета носителей в круге диаметром 20 мм с центром на оси луча накачки с тестирующим лучом. Полученная величина, которая с точностью до множителя, единого для всего семейства кривых, равна количеству избыточных носителей на пути следования тестирующего луча, сопоставлялась с экспериментально измеренным сигналом. Такое сопоставление, подразумевающее линейную связь между количеством носителей и измеряемым сигналом, правомерно в силу малости наведенного поглощения на свободных носителях в условиях проводимого эксперимента, когда амплитуда модуляции интенсивности тестирующего луча не превышала 0.1%.

Приведенные на рис. 8 результаты расчетов получены при $D = 12 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\tau(\delta n) = 0.019 \text{ с}/(1 + 154\delta n)$. Амплитуды экспериментальных (и расчетных) кривых, относящихся к моменту измерения 500, 1000 и 1500 мкс, после окончания импульса накачки увеличены, по сравнению с амплитудой для момента времени 25 мкс, в 3.6 (3.4), 5.3 (5.2) и 6.6 (6.7) раз соответственно. Видно хорошее соответствие между расчетными кривыми и экспериментальными как по форме, так и по амплитуде, при значении коэффициента амбиполярной диффузии, типичного для слабо легированного бездефектного n -Si.

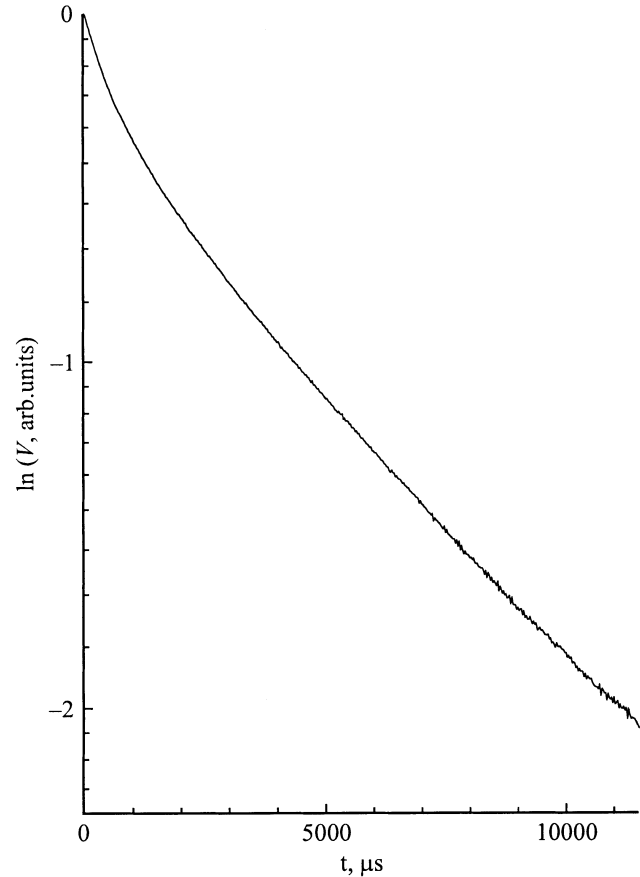


Рис. 9. Кинетика спада сигнала V наведенного поглощения в кремнии, полученном зонной плавкой, в случае инжекции лучом диаметром 10 мм, при пересекающихся осях луча накачки и тестирующего луча. Слиток тот же, что на рис. 7.

Факт количественного соответствия наблюдаемого диффузионного разбегания носителей заряда с коэффициентом диффузии, соответствующим свободным носителям заряда в данной материале, является дополнительным доказательством того, что возбуждаемые используемыми энергиями квантов носители действительно являются свободными.

Введение явной зависимости τ от уровня инжекции продиктовано явной неэкспоненциальностью формы сигнала в случае измерений с лучом накачки с большим диаметром, 10 мм, изображенной на рис. 9, когда диффузионное перемещение становится малозначительным. Для нижней части рис. 9 наклон кривой соответствует $\tau = 7 \text{ мс}$, откуда по соотношению $L = \sqrt{D\tau}$ получаем $L = 2.9 \text{ мм}$.

Заключение

Таким образом, продемонстрирована возможность неразрушающего измерения трехмерной картины распределения τ и L в слитках кремния путем зондирования слитков в скрещенных лучах. Хотя максимально

используемый в работе размер слитка составлял 250 мм, предложенный метод может быть экстраполирован на большие размеры слитков из следующих соображений. 1) Возможность измерения τ на расстоянии 170 мм от точки входа луча накачки показана на рис. 4 (самая нижняя кривая); таким образом, в перпендикулярной геометрии без проблем можно произвести измерения τ по сечению слитка радиусом 170 мм (диаметром 340 мм). 2) Максимальная длина слитка лимитируется ослаблением тестирующего луча за счет поглощения на свободных носителях; для случая умеренно легированных слитков, с концентрацией носителей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, используя сечение поглощения $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [1,2], получаем, что ослабление интенсивности тестирующего луча за счет поглощения после прохода 1000 мм составляет ~ 10 раз — интенсивность такого луча еще вполне измеряема. Кроме того, при более сильном легировании возможно использование более коротковолнового тестирующего излучения, менее поглощаемого, и(или) использование геометрии, где луч накачки распространяется вдоль слитка, а тестирующий луч — поперек.

Производительность метода может быть в принципе увеличена на несколько порядков путем одновременного использования нескольких тестирующих лучей, отличающихся друг от друга по спектральному составу и пересекающихся с лучом накачки в разных областях слитка, и, более того, одновременного использования нескольких групп лучей, каждая из которых состоит из одного луча накачки и нескольких тестирующих лучей.

Таким образом, предложенный метод может быть использован для экспрессной неразрушающей томографии слитков кремния практически всех размеров, выращиваемых в настоящее время.

Авторы благодарят П.А. Бохана, В.В. Калинина, Л.С. Смирнова, С.С. Шаймеева за проявленный интерес и поддержку работы, А.А. Борисова за создание программы для цифрового осциллографа, И.И. Рябцева за предоставление лазера для предварительных экспериментов, В.А. Ткаченко за полезные замечания.

Список литературы

- [1] J. Linnros. *J. Appl. Phys.*, **84**, 275 (1998).
- [2] V. Grivikas, J. Linnros, A. Vigelis, J. Seckus, J.A. Tellefsen. *Sol. St. Electron.*, **35**, 299 (1992).
- [3] Ю.И. Гусев, С.И. Мареников, В.П. Чеботаев. *Письма ЖТФ*, **3**, 305 (1978).
- [4] *Properties of Silicon. EMIS Databooks Series N4* (London–N.Y., INSPEC, 1988) p. 171.

Редактор Л.В. Шаронова

Infrared tomography of the carrier lifetime and diffusion length in semiconductor silicon ingots

V.D. Akhmetov, N.V. Fateev

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract A nondestructive method of measurements of a 3-dimensional picture of the distribution of the lifetimes and diffusion lengths of charge carriers in silicon ingots of 1 m length and 3 m diameter is presented. A physical basis of a method is infrared probing the ingot polished facets by crossed beams. One of the beams, the impulsive-periodic one, having the wavelength of 1.15–1.28 μm generates redundant carriers in a rodlike portion of the ingot adjacent to the beam trajectory, whereas other beams, which are continuous and have longer wavelengths, control time and spatial kinetics of redundant carriers within a small volume of the rodlike portion and its proximity through measurements of the free carrier absorption.

The method does not require taking into account the surface recombination because the volume in question has no contact with the surface of the ingot. The method possible applications are demonstrated for an ingot with a given spatial non-uniformity of the carrier lifetime. A spatial resolution of the method as high as several mm has been achieved.