

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В Si В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ ШУМА $1/f$

Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

В образцах кремния (n -Si, удельное сопротивление $\rho \sim 200-300$ Ом·см), в которых ранее был исследован объемный шум $1/f$, изучен процесс долговременной релаксации фотопроводимости при 300 и 77 К. Показано, что долговременной спад фотопроводимости наблюдается даже в весьма совершенном кремнии со свойствами, близкими к свойствам ростового материала. По мере ухудшения структурных свойств материала амплитуда долговременной проводимости возрастает. Обнаружено, что процесс долговременной релаксации фотопроводимости возникает за счет двух механизмов. Барьерный механизм фотопроводимости, хорошо известный из литературы, преобладает на временах спада $t \geq 10^{-2}$ с. Для этого механизма исследовано полевое гашение долговременной фотопроводимости.

На временах релаксации $t \leq 10^{-2}$ с преобладает другой механизм релаксации, слабо зависящий или практически не зависящий от температуры электронов. Показано, что все экспериментальные зависимости качественно хорошо объясняются, если предположить, что этот механизм релаксации состоит в захвате возникающих в результате освещения дырок на уровни хвоста плотности состояний вблизи края зоны проводимости и их последующей рекомбинации с избыточными свободными электронами. Плотность уровней в хвосте возрастает по мере ухудшения структурного совершенства материала, что ведет к возрастанию уровня шума $1/f$.

Недавно в работе [1] в области температур $T \sim 100-150$ К был обнаружен эффект немонотонной зависимости низкочастотного шума типа $1/f$ в кремнии от интенсивности подсветки. Этот эффект очень хорошо описывается в рамках модели объемного шума $1/f$ в полупроводниках [2] и свидетельствует об объемной природе шума $1/f$ в Si при низких температурах. Объемный шум $1/f$ в кремнии наблюдался также при комнатной температуре в работах [3, 4].

При исследовании объемного шума $1/f$ в GaAs удалось показать непосредственную связь между шумом $1/f$ и явлением долговременной релаксации фотопроводимости в этом материале [5]. Поэтому представлялось естественным попытаться установить аналогичную связь для кремния.

Эффект релаксации фотопроводимости исследуется в кремнии уже около 40 лет. В ранних работах (см., например, [6, 7]) даже при комнатной температуре наблюдались очень большие времена релаксации. Однако тогда же было показано, что они обусловлены наличием в Si центров прилипания. В более поздних работах, выполненных на современном, хорошо очищенном, структурно совершенном кремнии, результаты, особенно в области низких температур, противоречивы. Так, в работах [8, 9] наибольшие времена релаксации даже в кремнии, подвергшемся термообработке, не превышали при $T \sim 80$ К значений $\tau \sim 10^{-2}$ с. С другой стороны, в работе [10] при той же температуре и сходных режимах термообработки кремния постоянные времени релаксации превышали 10^5 с. При 300 К в ряде работ долговременная релаксация фотопроводимости в кремнии вообще не наблюдалась [11, 12]. Поэтому представлялось необходимым исследовать кинетику спада фотопроводимости непосредственно в тех же образцах, в которых в работе [1] был исследован шум типа $1/f$.

Образцы освещались лампой накаливания. Свет от лампы попадал на образец через механический модулятор в виде вращающегося диска с прорезью и нормально открытый затвор фотоаппарата. После того как, вращаясь, про-

резь открывала образец для засвечивания, затвор фотоаппарата срабатывал от схемы синхронизации и закрывался. Таким образом, дальнейшие прохождения прорези между лампой и затвором не приводили к засвечиванию образца, и за процессом спада фотопроводимости можно было наблюдать сколь угодно долго.

При выбранной скорости вращения диска длительность переднего и заднего фронтов импульса засветки образца t_{ϕ} составляла ~ 200 мкс. Величина t_{ϕ} существенно больше, чем эффективное время жизни неосновных носителей $\tau_{\text{эфф}}$, оцененное исходя из размеров образцов (пластинки $200 \times 200 \div 300 \times 300$ мкм толщиной $d \sim 80 \div 100$ мкм) и известной скорости поверхностной рекомбинации $S \sim 10^4 \div 10^5$ см/с.

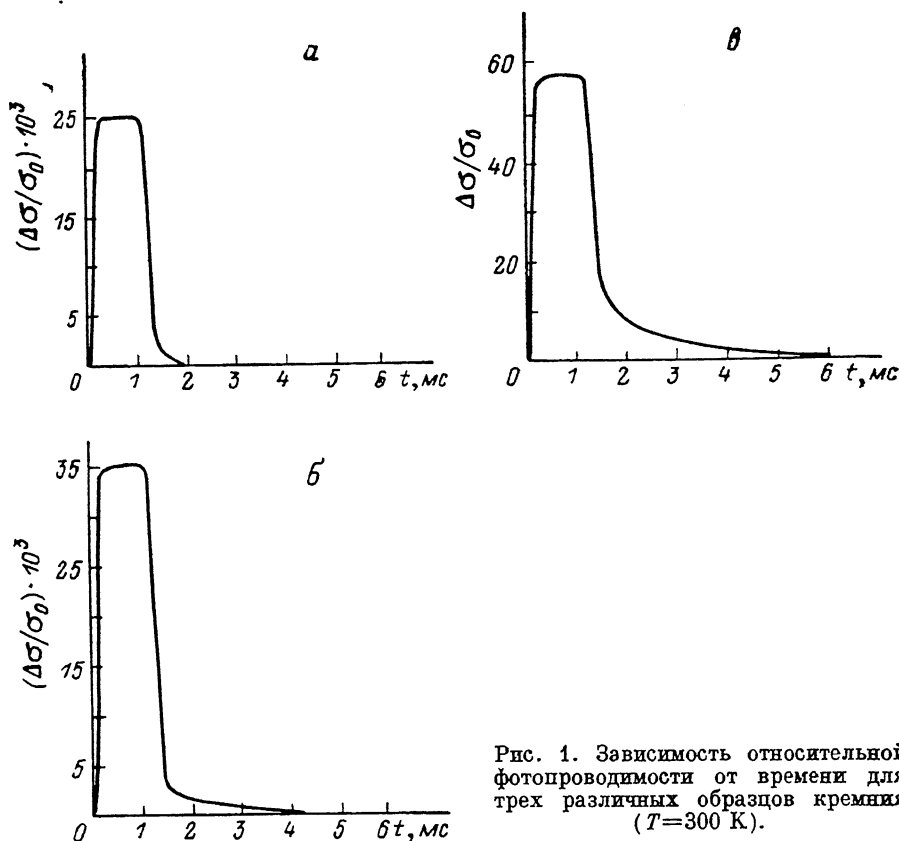


Рис. 1. Зависимость относительной фотопроводимости от времени для трех различных образцов кремния ($T=300$ К).

Образцы: а - 1S, б - 2H, в - H-1.

Для детального исследования процессов долговременного спада фотопроводимости был использован следующий прием. Импульс фотоответа усиливался линейным широкополосным усилителем до амплитуды в несколько вольт и пропусклся через ограничитель на прямо смещенном германиевом диоде, «срезавшем» вершину импульса на уровне $0.4 \div 0.5$ В, но пропускавшем без искажений участок долговременного спада. При исследовании полевого гашения фотопроводимости для исключения перегрузки измерительной схемы указанный ограничитель стоял также и на входе линейного усилителя.

На рис. 1 для трех образцов, исследованных в работе [1], показаны импульсы фотоответа так, как они видны на экране осциллографа.

Образец 1S изготовлен из кремния, полученного бестигельной зонной плавкой. Отношение подвижности при 77 к подвижности при 300 К, часто используемое для грубой оценки качества материала, составляло для этого образца $\mu_{77}/\mu_{300} \cong 12.5$. Образец 2H изготовлен из нейтронно-легированного кремния, прошедшего отжиг в течение 30 мин при 800°C . Для этого образца $\mu_{77}/\mu_{300} \cong 11.5$. Образец H-1 также изготовлен из нейтронно-легированного кремния. Этот образец отжигался в течение 1 ч при 700°C . Отношение μ_{77}/μ_{300} составляло

≈ 4.2 . Все образцы при $T=300$ К имели одно и то же удельное сопротивление ($\rho \sim 200 \div 300$ Ом·см). Толщина образцов ~ 100 мкм.

Для всех образцов в процессе отжига с обеих сторон создавался поверхностный n^+ -слой толщиной $0.5 \div 1$ мкм с концентрацией доноров (фосфор) $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$. Контакты изготавливались осаждением и последующим вжиганием Ni в вакууме при температуре 550 °С.

Из рис. 1 видно, что во всех образцах наблюдается долговременная релаксация фотопроводимости. Интересно отметить, что по мере уменьшения параметра μ_{77}/μ_{300} , свидетельствующего об ухудшении качества материала, монотонно растет величина стационарного фототовета $\Delta\sigma/\sigma_0$, а участок долговременной релаксации становится более заметным. Интересно отметить также, что в образцах 1S и 2H, для которых уровень шума $1/f$ при $T=120$ К. приблизительно одинаков (см. работу [1]), амплитуды участков долговременной фотопроводимости, измеренные через 0.5 мс после выключения света (рис. 1, а, б), также приблизительно равны. Однако для образца 2H время спада заметно больше.

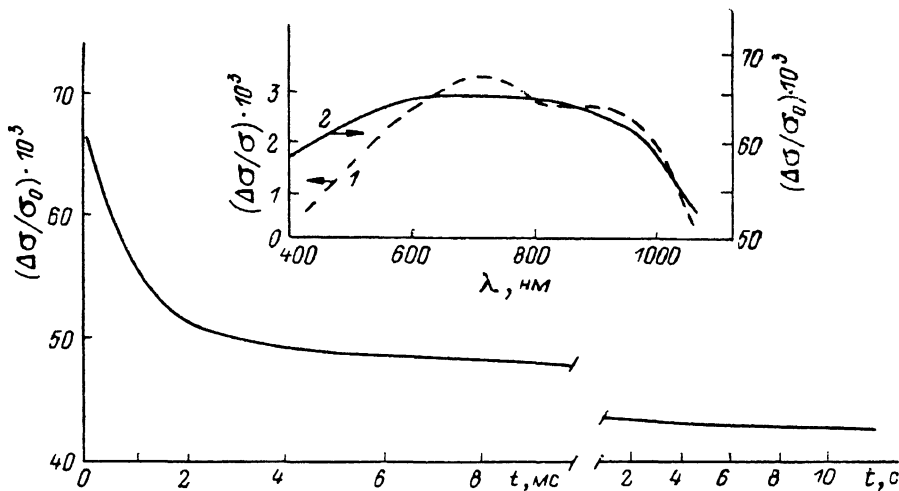


Рис. 2. Зависимость относительной фотопроводимости от времени для образца 1S ($T=77$ К). На вставке — зависимость стационарной фотопроводимости от длины волны падающего на образец света. $T, К$: 1 — 300, 2 — 77.

В образце H-1, для которого уровень объемного шума $1/f$ при 120 К был приблизительно на 20 дБ выше, чем в образцах 1S и 2H, участок долговременной релаксации выражен наиболее заметно. Его амплитуда приблизительно в 5 раз больше, чем в образцах 1S и 2H.

На рис. 2 для образца 1S показан импульс фототовета для температуры 77 К. Видно, что избыточная фотопроводимость спадает чрезвычайно медленно: в интервале времен, составляющем ~ 4 порядка, от $\sim 10^{-3}$ до ~ 10 с, уменьшение избыточной фотопроводимости не превышает $\sim 20\%$. Эксперимент показывает, что максимальные постоянные времени, характеризующие кинетику спада, во всяком случае много больше 10^8 с ($\tau \gg 10^8$ с). Наличие столь больших времен приводит к очень высокой фоточувствительности образцов при низких температурах. Для получения надежных и воспроизводимых результатов необходима очень тщательная экранировка от паразитной засветки: обстоятельство, отмечавшееся еще в работе [6].

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что при изменении температуры в 4 раза \sim (от 300 до 77 К) максимальные значения постоянной спада возрастают по крайней мере на 10 порядков (от 10^{-3} до $\sim 10^6$ с). Столь резкая температурная зависимость может указывать на барьерную природу долговременной фотопроводимости [13]. Заметим, что при 77 К очень большие постоянные времена спада фотопроводимости ($\tau \gg 10^5$ с) в чистом, структурно совершенном кремнии, полученном как методом бестигельной зонной плавки, так и методом Чохральского, наблюдались в работе [14] (см. также [10]).

На верхней вставке к рис. 2 показана зависимость стационарной фотопроводимости в образце от длины волны падающего на образец света. Видно, что на спектральной зависимости практически полностью отсутствует резкий подъем фотопроводимости в коротковолновой области, характерный для поверхностных барьеров [15]. Из вида зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(\lambda)$ можно заключить, что существующие энергетические барьеры имеют объемную природу.

Максимальную высоту барьеров \mathcal{E}_m можно оценить из выражения (см. [13])

$$\tau_{\max} = \tau_0 \exp(\mathcal{E}_m/kT). \quad (1)$$

При $\tau_{\max} \sim 10^6$ с, приняв $\tau_0 \sim 10^{-4}$ с (объемное время жизни в однородном материале), для $kT = 6.6 \cdot 10^{-3}$ эВ (77 К) получим $\mathcal{E}_m \sim 0.15$ эВ. Такие значения \mathcal{E}_m обычно и характерны для барьерного механизма долговременной релаксации фотопроводимости [13].

На рис. 3 показаны зависимости, описывающие полевое гашение долговременной фотопроводимости для двух образцов — 1S и H-1. Гашение осуществлялось приложением к образцам прямоугольных импульсов напряжения

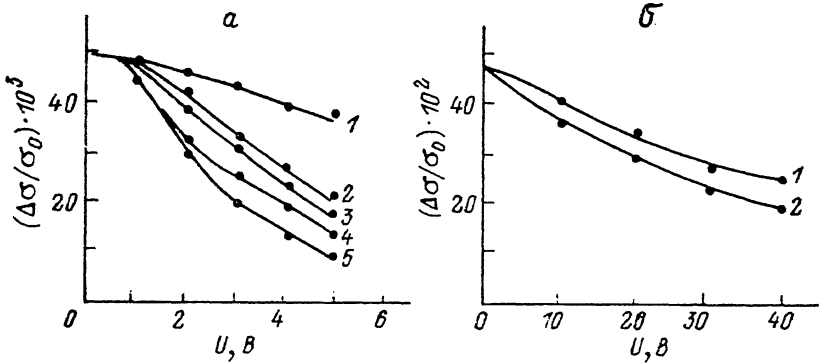


Рис. 3. Зависимость «остаточной» фотопроводимости от амплитуды прямоугольного импульса напряжения при различных значениях длительности импульса t_0 .

Импульс прикладывается через 15 мс после выключения света ($T=77$ К). а) для образца 1S t_0 , мкс: 1 — 0.2, 2 — 4, 3 — 10, 4 — 100, 5 — 300 и 500 (практически совпадают); б) для образца H-1 t_0 , мкс: 1 — 0.2, 2 — 10.

различных амплитуды и длительности. Для минимизации возможной роли контактных явлений в некоторых случаях гашение осуществлялось пакетом «высокочастотных» (частотой ~ 10 МГц) синусоидальных колебаний аналогично тому, как это принято в методе «СВЧ нагрева» [16]. Результаты для обоих этих методов полностью совпали.

Показанные на рис. 3 результаты получены для случая, когда импульс гашения прикладывался через 15 мс после выключения света. Таким образом, «быстрая компонента» долговременной фотопроводимости, наблюдающаяся в диапазоне первых ~ 10 мс после выключения импульса (рис. 1), этими зависимостями не описывается. Из рисунка видно, что уже при небольшой амплитуде напряжения импульса гашения $U \geq 1$ В (что при толщине образцов $d \sim 100$ мкм соответствует полям $E \geq 100$ В/см) процесс гашения становится заметным. Уровень остаточной фотопроводимости, как и следовало ожидать, монотонно уменьшается с ростом амплитуды импульса гашения. Однако зависимость уровня остаточной фотопроводимости от длительности импульса гашения t_0 практически насыщается при $t_0 \sim 300$ мкс. Это значение t_0 несколько больше, но по порядку величины сопоставимо с объемным временем жизни неосновных носителей в исходном слитке кремния, составлявшим ~ 150 мкс.

Для образца H-1 зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0$ от длительности импульса гашения t_0 практически насыщается при $t_0 \geq 10$ мкс (рис. 3, б). Таким образом, можно заключить, что время жизни дырок в этом образце существенно меньше, чем в образце 1S.

Интересно отметить, что в образце 2H, занимающем в отношении структурного совершенства промежуточное положение между образцами 1S и H-1, уровень избыточной проводимости через 15 мс после выключения света почти

такой же, как и в образце 1S. Однако для гашения фотопроводимости требуются заметно более высокие поля. Так, для уменьшения величины $\Delta \sigma / \sigma_0$ в 2 раза требуется импульс 12 В длительностью 4 мкс.

Приведенные результаты качественно полностью могут быть описаны в рамках картины, неоднократно обсуждавшейся в литературе [13, 14, 17-19]. В материале *n*-типа существуют отрицательно заряженные области. Появление этих областей может быть обусловлено наличием скоплений акцепторных центров [14, 19], областей разупорядочения [17], заряженных дефектов других типов [13, 18]. Таким областям соответствует наличие на картине потенциального рельефа «холмов» для электронов и «ям» для дырок (см. вставку на рис. 4). Пока число таких областей невелико, они (в отсутствие освещения) не оказывают заметного влияния на электрофизические характеристики материала.

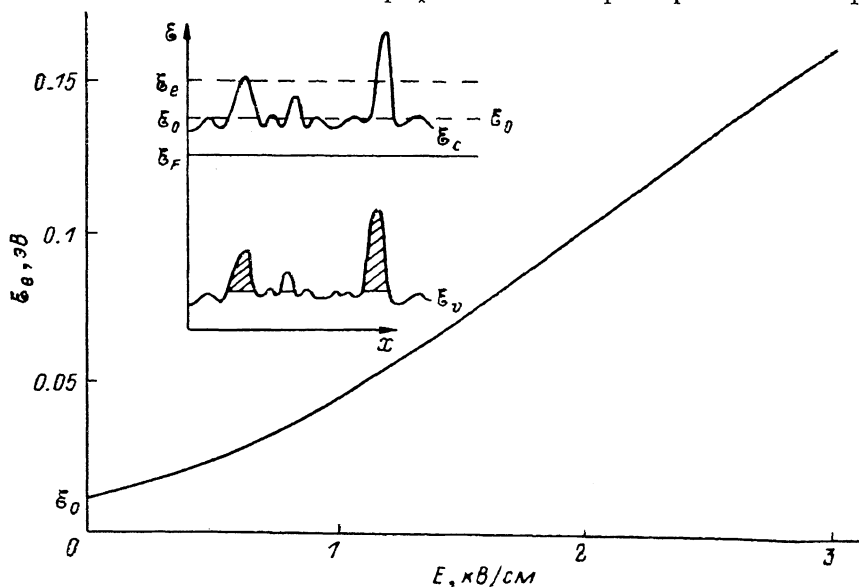


Рис. 4. Зависимость средней тепловой энергии электронов ϵ_e от напряженности электрического поля E в Si ($T=77$ K).

На вставке — качественная картина потенциального рельефа.

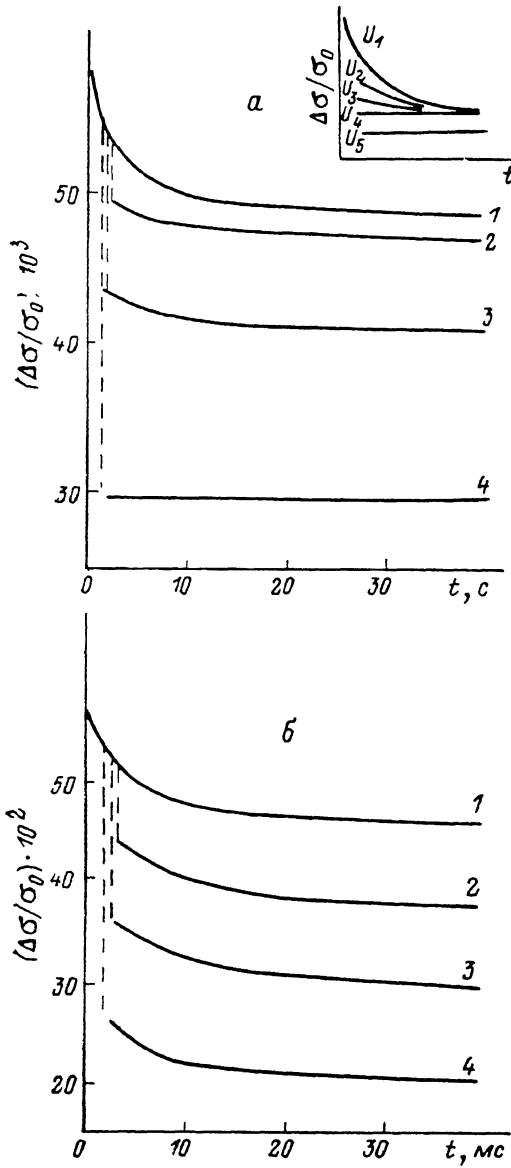
Возникшие в результате освещения дырки оказываются локализованными в потенциальных ямах. Они пространственно отделены от электронов, что затрудняет рекомбинацию и обуславливает возникновение долговременной релаксации проводимости. Максимальные времена релаксации определяются высотой потенциальных барьеров \mathcal{E} и температурой электронов в соответствии с выражением (1) [13]. При разогреве электронов сильным электрическим полем электронная температура T_e (средняя тепловая энергия ϵ_e) повышается. Электроны получают возможность проникать в область барьеров и рекомбинировать с дырками, что обуславливает полевое гашение долговременной релаксации. Чтобы обусловить достаточно эффективную рекомбинацию, необходимо не только нагреть электроны, но и поддерживать электронную температуру в течение времени, в 2—3 раза превышающего характерное время рекомбинации, т. е. время жизни дырок в *n*-материале. Таким образом, наблюдаемая картина полевого гашения качественно полностью описывается в рамках барьерной модели.

По мере ухудшения качества кремния число и высота потенциальных барьеров растут. Об этом можно судить из сравнения рис. 3, а и 3, б. В образце Н-1, характеризующемся наименьшей величиной подвижности и наибольшим уровнем шума $1/f$, уровень избыточной фотопроводимости $\Delta \sigma / \sigma_0$ при том же уровне подсветки на порядок выше. Даже поле $E \geq 3 \cdot 10^3$ В/см ($U \geq 30$ В) не приводит к полному гашению долговременной фотопроводимости. Между тем таким значениям поля соответствуют значения средней энергии электронов $\epsilon_e \geq 0.15$ эВ (рис. 4).

Зависимость $\mathcal{E}_e(E)$, показанная на рис. 4, рассчитана для 77 К из выражения

$$\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_0 + e\bar{v}(E)E\tau_e(E), \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_0 = 3/2 kT$ — равновесная тепловая энергия электронов (0.01 эВ для 77 К), e — заряд электрона, \bar{v} — средняя дрейфовая скорость, τ_e — время релаксации электронов по энергии. Зависимости $\bar{v}(E)$ и $\tau_e(E)$ для Si при 77 К взяты из работ [20] и [21] соответственно. Зависимость $\mathcal{E}_e(E)$ в форме (2) многократно использовалась для оценки средней энергии электронов в кремнии в интересующем нас диапазоне температур и полей [16]. Показанная на рис. 4 кривая $\mathcal{E}_e(E)$ может быть использована для оценки зависимости $\mathcal{E}_e(E)$ в образце 1S во всем диапазоне значений напряженности поля E , поскольку в этом образце значе-



ние подвижности при 77 К близко к теоретическому. Видно, что полю $E \sim 500$ В/см, заметно подавляющему долговременную фотопроводимость в этом образце (рис. 3, а), соответствует примерно удвоенное значение средней энергии электронов.

Для образца H-1, в котором значение подвижности в слабом поле μ_{77} в ~ 5 раз меньше теоретического, зависимость $\mathcal{E}_e(E)$, приведенную на рис. 4, нельзя использовать в области полей $E \leq 2$ кВ/см. Однако при $E \geq 2$ кВ/см $\bar{v}(E)$ и $\tau_e(E)$ мало зависят от величины подвижности в слабом поле, и показанная на рис. 4 кривая вполне может быть использована для оценки средней энергии электронов.

Рис. 5. Зависимость относительной фотопроводимости от времени при различных амплитудах импульса гашения U ($T=77$ К).

а) для образца 1S U , В: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 6; б) для образца H-1 U , В: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 40. Импульс гашения прикладывается через ~ 2 мс после выключения света. Длительность импульса 1 мкс. На вставке — качественная картина полевого гашения долговременной фотопроводимости, которую можно ожидать, исходя из барьерной модели, при различных амплитудах импульса гашения U : $U_1 < U_2 < U_3 < U_4 < U_5$.

Обсудим теперь вопрос о быстрой компоненте долговременной релаксации, наблюдающейся в течение первых 10–15 мс после выключения света (рис. 5). Заметим, что характер полевого гашения фотопроводимости для этой компоненты качественно противоречит картине, которая должна была бы наблюдаться, если бы эта компонента также имела барьерную природу. В самом деле, в барьерной модели долговременной релаксации относительно быстрые времена спада обусловлены существованием барьеров относительно малой высоты [см. (1)]. Чем меньше высота барьера, тем при меньшей амплитуде импульса гашения будет достигнуто значение энергии электронов \mathcal{E} , необходимое для рекомбинации дырок, локализованных в данном барьере (см. вставку на рис. 4). Таким

образом, исходя из барьерной модели, следовало бы ожидать картину гашения, показанную на рис. 5 (см. вставку). Между тем, и это особенно ясно видно из рис. 5, б, реализуется качественно иная ситуация. При амплитуде импульса гашения 40 В «медленная» компонента долговременной релаксации, за которую ответственны высокие барьеры, подавлена более чем вдвое, тогда как быстрая компонента не претерпела практически никаких изменений.

Это выглядит так, как будто существуют два механизма долговременной проводимости: один, преобладающий на временах $t \geq 10^{-2}$ с, обусловлен барьерным механизмом, второй, преобладающий на временах $t \leq 10^{-2}$ с, практически не зависит (рис. 5, б) или слабо зависит (рис. 5, а) от поля и, следовательно, имеет иную природу. Важным аргументом в пользу такого предположения является то обстоятельство, что, как показывает эксперимент, при 300 К даже очень сильные поля (вплоть до $\mathcal{E} \geq 5$ кВ/см) не оказывают никакого влияния на вид зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от времени ни в одном из образцов (рис. 1).

Второй механизм, отвечающий за появление быстрой компоненты фотопроводимости, можно связать с механизмом, подробно описанным в работе [5] (захватом возникших в результате освещения дырок на уровни хвоста плотности состояний вблизи края зоны проводимости). Для этого механизма характерны все особенности, экспериментально наблюдающиеся для быстрой компоненты фотопроводимости.

Как видно из сравнения рис. 1 и 5, характерные времена релаксации фотопроводимости быстрой, слабо зависящей от поля компоненты довольно слабо зависят от температуры. Именно слабая зависимость времени релаксации от температуры является характерной особенностью описанного в работе [5] механизма, позволяющей отличить его от двух других хорошо известных механизмов долговременной релаксации — наличия уровней прилипания и барьерного механизма. В двух последних носители, для того чтобы рекомбинировать, необходимо преодолеть энергетический барьер. Вследствие этого зависимость времени релаксации от температуры оказывается экспоненциальной. При захвате дырок на уровни хвоста плотности состояний электрону для осуществления акта рекомбинации преодолевать энергетический барьер не нужно. Поэтому температурная зависимость времени релаксации обусловлена в этом случае только температурной зависимостью сечения захвата на уровни, образующие хвост плотности состояний.

Из сравнения рис. 1 и 5 видно, что амплитуда быстрой, не подавляемой полем компоненты растет с понижением температуры. Такое поведение хорошо согласуется с предполагаемым механизмом долговременной релаксации. Дело в том, что эффективно захватываться дырки могут только на уровни хвоста плотности состояний, лежащие ниже уровня Ферми \mathcal{E}_F [5]. Уровни, лежащие выше \mathcal{E}_F , не заполнены электронами даже при отсутствии освещения. С понижением температуры уровень Ферми повышается, приближаясь к краю зоны проводимости. При этом число уровней в хвосте, расположенных ниже уровня Ферми, естественно, возрастает, что ведет к увеличению числа захваченных дырок и к росту амплитуды быстрой компоненты фотопроводимости.

Из сравнения рис. 5, а и 5, б видно, что амплитуда быстрой компоненты в образце $H-1$ на порядок больше, чем в образце $1S$. В образце $2H$, занимающем в отношении структурного совершенства промежуточное положение между этими двумя образцами, амплитуда быстрой компоненты $\Delta\sigma/\sigma_0$ составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$, т. е. почти в 2 раза больше, чем в образце $1S$, но в ~ 5 раз меньше, чем в образце $2H$ [при этом импульс гашения с амплитудой 15 В и длительностью 1 мкс уменьшает амплитуду быстрой компоненты в этом образце в 2 раза (ср. с рис. 5, а и 5, б)].

С точки зрения предполагаемого механизма, ответственного за быструю компоненту релаксации фотопроводимости, возрастание амплитуды этой компоненты по мере ухудшения структурного совершенства материала вполне естественно. Само существование хвоста плотности состояний обязано различного рода несовершенствам кристаллической решетки (дефектам, областям разупорядочения, локальным напряжениям, неравномерности в распределении примесей и т. д.). Естественно, что по мере ухудшения структурного совершен-

ства материала плотность состояний в хвосте должна возрастать, обуславливая и рост амплитуды соответствующей компоненты фотопроводимости.

Таким образом, возрастание объемного шума $1/f$, наблюдающееся по мере ухудшения структурного совершенства кремния, естественно связать с повышением плотности уровней в хвосте плотности состояний [2]. Наличие хвоста плотности состояний обуславливает также и появление быстрой компоненты в кинетике релаксации фотопроводимости, амплитуда которой также растет по мере ухудшения структурного совершенства материала.

Возможно также, что определенный вклад в формирование низкочастотного шума вносит и наличие энергетических барьеров, число и высота которых также растут по мере ухудшения качества материала. Роль таких барьеров нуждается в дальнейшем изучении.

Авторы признательны Ю. М. Гальперину и М. И. Дьяконову за обсуждение результатов и сделанные замечания.

Список литературы

- [1] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 813—820.
- [2] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [3] Clemens R. H. M. // Physica B. 1989. V. 154. N 3. P. 214—224.
- [4] Vandamme L. K. J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1989. V. ED-36. N 5. P. 987—992.
- [5] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1828—1833.
- [6] Haynes J. R., Hornbeek J. // Phys. Rev. 1955. V. 97. N 1. P. 311—321.
- [7] Bemsky G. // Proc. IRE. 1958. V. 46. N 6. P. 990—1004.
- [8] Глинчук К. Д., Литовченко Н. М. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 7. С. 975—981.
- [9] Glinchuk K. D., Litovchenko N. M., Linnik L. F., Merker R. // Phys. St. Sol. (a). 1973. V. 18. N 2. P. 749—756.
- [10] Баграев Н. Т., Витовский Н. А., Власенко Л. С., Машовец Т. В., Рахимов О. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1979—1984.
- [11] Carroll K. A., Casper K. J. // Rev. Sci. Instr. 1974. V. 45. N 4. P. 576—579.
- [12] Saritas M., McKell H. D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 9. P. 4561—4567.
- [13] Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
- [14] Витман Р. Ф., Витовский Н. А., Лебедев А. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1989. № 1370.
- [15] Вайткус Ю., Гривидкас В. // Лит. физ. сб. 1977. Т. 17. № 5. С. 613—620.
- [16] Денис В., Канцлерис Ж., Мартунас Э. Теплые электроны. Вильнюс, 1983. 142 с.
- [17] Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. // Радиационные эффекты в кремнии. Киев, 1974. С. 199.
- [18] Смирнов Л. С., Соловьев С. П., Стась В. Ф., Харченко В. А. Легирование полупроводников методом ядерных реакций. Новосибирск, 1981. 180 с.
- [19] Витман Р. Ф., Витовский Н. А., Лебедев А. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 2066—2068.
- [20] Canali C., Nava F., Reggiani L. // Top. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 87—112.
- [21] Dargys A., Vanys T. // Phys. St. Sol. (b). 1972. V. 52. N 2. P. 699.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 9.04.1990
Принята к печати 18.04.1990