

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ ХВОСТА ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Голикова О. А., Домашевская Э. П., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л., Терехов В. А., Тростянский С. Н.

На величину важнейшей физической характеристики аморфного гидрированного кремния ($a\text{-Si}:\text{H}$) — фотопроводимости σ_ϕ — влияет распределение локализованных состояний в щели подвижности $g(\epsilon)$, зависящее от технологического режима нанесения слоев, однако эта существенная связь детально еще не установлена.

В данной работе анализируется связь σ_ϕ и $g(\epsilon)$ в области, примыкающей к потолку (краю подвижности) валентной зоны (хвост ВЗ). Пленки $a\text{-Si}:\text{H}$ были приготовлены методом ВЧ разложения в системе с емкостной связью из смесей 5 % $\text{SiH}_4 + 95$ % Ar и 25 % $\text{SiH}_4 + 75$ % He . Температура осаждения составляла 280 °C, скорость прокачки газовой смеси — 5–6 л/ч, напряжение на ВЧ электроде варьировалось в пределах 120–820 В. С целью исключения влияния положения уровня Ферми ϵ_F на величину σ_ϕ [1] для анализа выбирались образцы с постоянной энергией активации темновой проводимости вблизи $T=300$ К, равной 0.7 эВ. Измерялась величина стационарной фотопроводимости в области спектрального максимума ($\lambda=0.63$ мкм) при потоке $\Phi=10^{17}$ фот·см⁻²·с⁻¹. Плотность состояний $g(\epsilon)$ контролировалась методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии [2]. В этом методе регистрируются переходы электронов из ВЗ на состояния внутренних оболочек, ионизированных электронным лучом, причем разрешение метода для полосы $\text{SiL}_{2,3}$ дает возможность зондировать не только ВЗ, но и заполненные локализованные состояния в щели подвижности. При этом получается информация о локальной парциальной плотности состояний.

На рис. 1 представлена зависимость фотопроводимости от величины плотности состояний на расстоянии ~ 0.5 эВ от потолка ВЗ: наблюдается устойчивая тенденция к снижению σ_ϕ при возрастании плотности состояний хвоста. Впервые данная закономерность была нами установлена в [2]. Аналогичную связь между σ_ϕ и параметром Урбаха E_0 коэффициента поглощения констатировали авторы [3, 4], что давало им основание говорить о падении σ_ϕ при уширении хвоста ВЗ. Тем не менее необходимо отметить, что параметр Урбаха не является непосредственной мерой распределения $g(\epsilon)$, тогда как нами получена прямая информация о расширении хвоста ВЗ. В [3] зависимость $\sigma_\phi(E_0)$ объяснялась ускорением захвата носителей в хвосте ВЗ при его расширении и соответствующим ростом рекомбинации через хвостовые состояния. Однако сейчас принято считать, что при $T=300$ К рекомбинация является мономолекулярной и осуществляется через оборванные связи [5], и, следовательно, время жизни носителей определяется числом центров рекомбинации. Мономолекулярный характер рекомбинации для наших образцов подтверждается видом люкс-амперных характеристик, показатель которых $n(I_\phi \sim \Phi^n)$ составляет ~ 0.8 ; на рис. 2 приведена типичная характеристика. Впрочем, работа [3] ориентирована на изучение свойств $a\text{-SiC}:\text{H}$ и $a\text{-SiGe}:\text{H}$. Далее

наши измерения проводятся за пределами возможной зоны температурного гашения, где на величине фотопроводимости сказывается концентрация глубоких дырочных ловушек. Поэтому зависимость фотопроводимости от ширины хвоста ВЗ выглядит скорее косвенным проявлением каких-то других процессов. В [4] экспериментально оцененный рост скорости рекомбинации при увеличении параметра Урбаха интерпретировался в рамках туннельной модели рекомбинации.

Однако теперь появилась возможность взглянуть на связь фотопроводимости и ширины хвоста ВЗ иначе. В [6] предложен механизм изменения скорости рекомбинации через оборванные связи при наличии поблизости водородных комплексов. Идея заключается в том, что возбуждение локальных колебаний

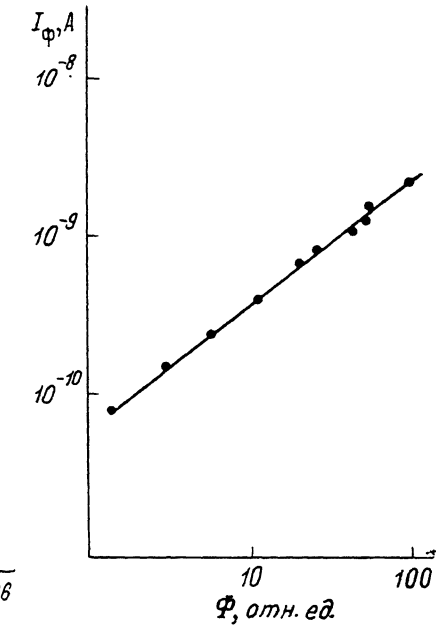
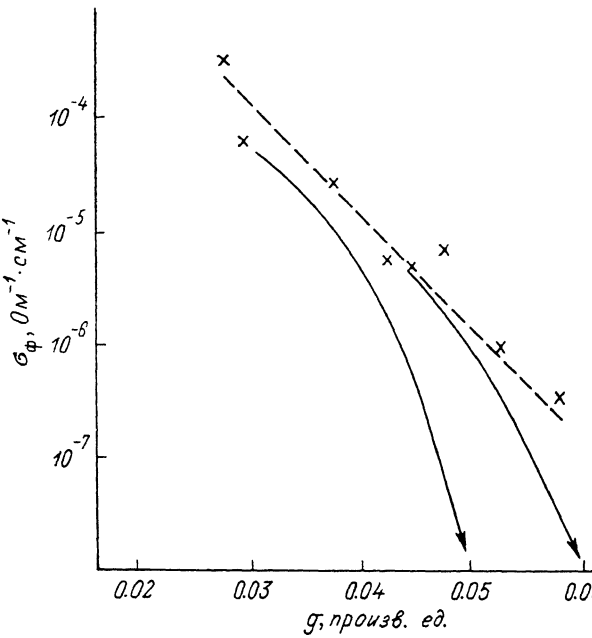


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости $a\text{-Si}:\text{H}$ ($T=300\text{ K}$, $\lambda=0.63\text{ мкм}$, $\Phi=10^{17}\text{ фот}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$) от величины плотности состояний при энергии на 0.5 эВ выше потолка ВЗ.

Рис. 2. Люкс-амперная характеристика $a\text{-Si}:\text{H}$.

водородных связей может служить эффективным каналом сброса высвобождающейся при рекомбинации энергии: число необходимых фононов резко сокращается, что увеличивает вероятность многофононных процессов и приводит к росту скорости безызлучательной рекомбинации. В работе [6] с этой точки зрения анализировались Si—H-связи, однако SiH_2 -комплексы по своим колебательным характеристикам близки к моногидридным связям и также могут выступать в качестве «ускорителей» рекомбинации. Более того, их роль нам кажется преобладающей, поскольку соседнее расположение оборванной связи и водородного комплекса с большей вероятностью может реализоваться в области структурной неоднородности, на поверхности микрополости, где обычно доминируют SiH_2 -связи. Подобная ситуация как раз характерна для наших пленок, так как они имеют выраженную глобулообразную структуру [7], которой сопутствует повышенное содержание SiH_2 -связей в материале [7]. С другой стороны, по данным [3], с ростом неоднородности пленки наблюдается увеличение коэффициента Урбаха, причем под степенью неоднородности здесь понимается доля микрополостей в объеме образца. Причинами такого поведения могут быть скачки электрического поля на границах микрополостей, приводящие к флуктуациям электрического потенциала на глубине нескольких атомных слоев, реконструкция внутренних поверхностей микрополостей и др. [3].

Таким образом, корреляция между величиной фотопроводимости и шириной хвоста ВЗ (рис. 1) может отражать факт их одинаковой зависимости от неоднородности пленки: при возрастании доли микрополостей происходят и расширение хвоста ВЗ, и рост числа соседствующих водородных комплексов и обрванных связей, что влечет за собой падение σ_f . Безусловно, это эффект второго порядка, наблюдающийся при специальных условиях, который часто подавляется прямым изменением числа рекомбинационных центров. В нашем случае, как было отмечено выше, уровень Ферми находился в одном фиксированном положении для всех образцов; кроме того, плотность состояний в середине щели подвижности, определенная методом емкостной спектроскопии, менялась от образца к образцу незначительно и составляла $5 \cdot 10^{17}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-3}$. После облучения исследуемых образцов ионами Ag $^+$ (энергия 105 кэВ, доза $3 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$) хвост ВЗ несколько расширялся (плотность состояний в выбранной точке может возрасти в 2 раза), однако фотопроводимость совсем исчезает, т. е. соответствующие точки выпадают из графика рис. 1, как показано стрелками. Это резкое изменение σ_f связано уже с непосредственным ростом числа обрванных связей (плотность состояний вблизи ϵ_F возрастает до $5 \cdot 10^{19}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-3}$), что маскирует более слабое влияние изменения скорости рекомбинации через них. Поэтому график, представленный на рис. 1, не является универсальным.

Список литературы

- [1] Голикова О. А., Андреев А. А., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л., Феоктистов Н. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1255—1258.
- [2] Терехов В. А., Голикова О. А., Домашевская Э. П., Тростянский С. Н., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1897—1899.
- [3] Madan A. H., Menna P., Tsu R. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 15. P. 1167—1169.
- [4] Bhattacharya E., Madan A. H., Crandall R. S., Pankove J. I. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 13. P. 1244—1249.
- [5] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 1. P. 23—47.
- [6] Halpern V. // J. Mon-Cryst. Sol. 1989. V. 114. P. 441—443.
- [7] Мездрогина М. М., Бардамид А. Ф., Голикова О. А., Казанин М. М., Кудоярова В. Х., Сорокина К. Л. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1990. Т. 26. В. 9. С. 1809—1813.

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

Получено 20.03.1991
Принято к печати 26.03.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И КОНДЕНСАТОРНАЯ ФОТОЭДС В δ -ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЯХ GaAs

Бедный Б. И., Карпович И. А., Байдусь Н. В., Болдыревский П. Б.,
Степанов А. С., Федосеева Н. В.

В последнее время проявляется интерес к δ -легированным слоям (ДЛС) полупроводников в связи с перспективами их использования в поверхностно-барьерных приборах СВЧ электроники [1—3]. В данной работе сообщается о некоторых особенностях фотоэлектрических свойств ДЛС арсенида галлия. ДЛС толщиной $d \approx 0.5$ мкм были получены МОС гидридной эпитаксией на подложках полуизолирующего арсенида галлия с кристаллографической ориентацией (100). Для формирования легированной области (δ -слоя) процесс эпитаксии приостанавливался на время, необходимое для осаждения монокристаллического слоя германия путем термораспада GeH $_4$. После этого эпитаксиальное наращивание возобновлялось и создавался покровный слой GaAs толщиной $d_1 \approx 0.1$ мкм. Полученные в таких же условиях без δ -легирования слои имели концентрацию $n_0 \sim (10^{14}—10^{15})$ см $^{-3}$ и подвижность $\approx 6 \cdot 10^3$ см 2 /В·с. Оценка