

Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника

© О.А. Голикова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 3 апреля 2001 г. Принята к печати 5 апреля 2001 г.)

Определены корреляции между характеристикой среднего порядка в структуре $a\text{-Si:H}$ и плотностью дефектов, их зарядовым состоянием, оптической шириной запрещенной зоны, ее пространственными флуктуациями. Показано, что модифицирование структуры на уровне среднего порядка за счет образования нановключений может приводить к радикальному росту фотопроводимости и к упорядочению структуры аморфной матрицы.

Введение

Настоящая работа ставит задачу определения корреляций между упорядоченностью структуры на уровне среднего порядка и некоторыми оптоэлектронными свойствами тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника. Задача решается на примере гидрированного аморфного кремния ($a\text{-Si:H}$).

Как хорошо известно, в структуре аморфного полупроводника отсутствует дальний порядок, но сохраняется ближний порядок, параметрами которого являются число атомов — ближайших соседей (координационное число), расстояние между ними (длина связи) и угол между соседними связями (валентный угол φ). Упорядоченность структуры на этом уровне зависит от дисперсии угла φ . Перечисленные выше параметры определяют не только первую, но и по крайней мере частично, вторую координационную сферу [1]. Однако в структуре аморфного полупроводника существует некоторая упорядоченность и за пределами второй координационной сферы — средний порядок (medium-range order). Упорядоченность на этом уровне зависит от дисперсии диэдрических углов, определяющей, с одной стороны, взаимное расположение кремниевых тетраэдров и, с другой стороны, образование кластеров в виде пяти-, шести- и семичленных кремниевых колец [2]. Структуру $a\text{-Si:H}$ можно модифицировать на уровне среднего порядка при образовании наноразмерных упорядоченных включений в аморфной матрице (например, нанокристаллов или нанокластеров кремния, а также полимерных цепочек вида $(\text{SiH}_2)_n$). В последние годы такое модифицирование привлекает значительное внимание исследователей, как метод воздействия на оптоэлектронные свойства материала. В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследований $a\text{-Si:H}$, модифицированного на уровне среднего порядка, представляющие, на наш взгляд, значительный интерес для развития физики гетерогенных аморфных полупроводников.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Начнем с результатов, полученных для ”стандартного”, гомогенного $a\text{-Si:H}$. Пленки осаждались методом радиочастотного разложения силана (rf-PECVD) при температуре $T_s = 300^\circ\text{C}$. Исследовались как нелегированные пленки, так и пленки, легированные бором, причем двумя способами: из газовой фазы (при добавлении в силан диборана) и ионной имплантацией (при комнатной температуре, средней энергии ионов $E = 60$ кэВ, средней дозе $D = 10^{11} - 10^{15}$ см $^{-2}$ и последующем вакуумном отжиге при 200°C в течение 1 ч). По данным ИК спектроскопии, содержание водорода во всех пленках, C_H , составило 2–8 ат%.

Информацию о среднем порядке в структуре $a\text{-Si:H}$ получали методом рамановской спектроскопии. Как известно, в рамановских спектрах $a\text{-Si:H}$ наблюдаются полосы поперечных акустических, продольных акустических и поперечных оптических фононов. Они обозначаются как TA -, LA - и TO -полосы и находятся при частотах $\omega \approx 160, 300$ и 480 см $^{-1}$ соответственно.

TA -полоса по своему происхождению связана с колебаниями кремниевых тетраэдров [3]. LA -полоса связана с колебаниями кремниевых колец, т.е. тоже со средним порядком [4]. Однако в спектрах исследованных нами пленок заметных изменений интенсивности этой полосы не наблюдалось и, таким образом, в качестве характеристики среднего порядка рассматривалось отношение I_{TA}/I_{TO} (I_{TA} , I_{TO} — величина интенсивности в максимумах соответствующих полос) [3]. Согласно [3], возрастание I_{TA}/I_{TO} свидетельствует о росте степени разупорядоченности в расположении тетраэдров.

Однако для определения непосредственной взаимосвязи среднего порядка со свойствами материала необходимо было знать корреляцию его характеристики с характеристикой ближнего порядка — величиной $\Delta\omega_{TO}$, равной полуширине TO -полосы. Возрастание $\Delta\omega_{TO}$, как известно, свидетельствует об увеличении дисперсии валентного угла φ .

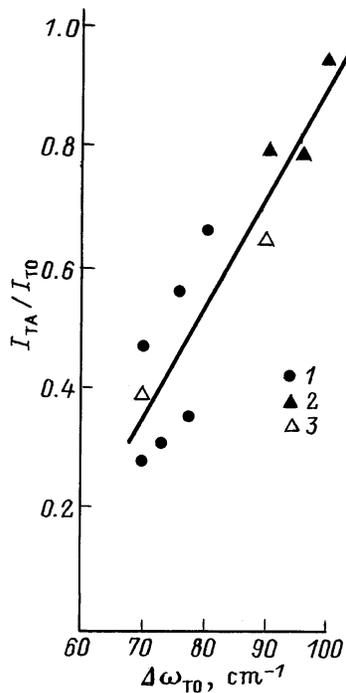


Рис. 1. Соотношение между характеристиками ближнего и среднего порядка. 1 — нелегированный $a\text{-Si:H}$; 2 — $a\text{-Si:H}$, легированный бором из газовой фазы; 3 — $a\text{-Si:H}$, легированный бором методом ионной имплантации.

Ранее было показано [5], что $\Delta\omega_{T0}$ и I_{TA}/I_{T0} зависят от положения уровня Ферми ε_F относительно края зоны проводимости ε_c , причем они минимальны для "собственного" $a\text{-Si:H}$, для которого $(\varepsilon_c - \varepsilon_F)_{T=0} \approx 0.85$ эВ. При сдвигах ε_F в обе стороны от $E_g/2$ наблюдали одновременный рост как $\Delta\omega_{T0}$, так и I_{TA}/I_{T0} , т.е. материал становился более разупорядоченным на обоих уровнях.

Исходя из данных [5], рассмотрим как коррелируют между собой $\Delta\omega_{T0}$ и I_{TA}/I_{T0} (рис. 1). Видно, что I_{TA}/I_{T0} по сравнению с $\Delta\omega_{T0}$ изменяется более значительно (в ≈ 3 раза и в ≈ 1.4 раза соответственно). Отсюда следует, что упорядоченность структуры $a\text{-Si:H}$ в большей степени определяется ее средним порядком. Рассмотрим зависимость плотности дефектов (оборванных связей) N_D от характеристики структуры $a\text{-Si:H}$ на уровне среднего порядка (рис. 2). При этом необходимо отметить различное происхождение и зарядовое состояние дефектов.

Во-первых, это дефекты, образующиеся в процессе роста нелегированных пленок ("deposition-induced" или "native" дефекты). Если ε_F находится в точке $E_g/2$, то дефекты находятся в состоянии D^0 . При сдвигах ε_F в сторону ε_c (край зоны проводимости) или ε_v (край валентной зоны) начинают преобладать дефекты в состояниях D^- и D^+ соответственно.

Во-вторых, это дефекты, образующиеся при длительной интенсивной засветке пленки ("light-induced" дефекты), находящиеся в состоянии D^0 .

В-третьих, это дефекты, образующиеся при легировании бором ("doping-induced" дефекты), находящиеся в состоянии D^+ .

Из данных, представленных на рис. 2, следует, что I_{TA}/I_{T0} и N_D возрастают одновременно, когда дефекты образуются в процессе роста пленки или при легировании. Однако скорость возрастания I_{TA}/I_{T0} , т.е. рост разупорядочения, зависит от зарядового состояния дефектов; D^+ приводят к большему разупорядочению, чем D^- .

Отметим, что взаимосвязь между отношением I_{TA}/I_{T0} и N_D имеет противоположный характер, если дефекты образуются при засветке. Величина $N_D \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, как известно, является максимальной для таких дефектов, когда ε_F достигает $E_g/2$. Таким образом, как следует из рис. 2, длительная интенсивная засветка, при которой образуются дефекты в состоянии D^0 , приводит к упорядочению структуры $a\text{-Si:H}$ на уровне среднего порядка. По-видимому, именно такое упорядочение структуры $a\text{-Si:H}$ является причиной уменьшения его энтропии после засветки [6], несмотря на сравнительно слабое увеличение разупорядоченности на уровне ближнего порядка [5].

Возвращаясь к данным, представленным на рис. 2, отметим более резкое увеличение I_{TA}/I_{T0} при повышенном уровне легирования бором (когда $N_D \geq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Это может означать, что атомы бора, замещая атомы кремния в тетраэдрах, вносят дополнительное разупорядочение в структуру $a\text{-Si:H}$. Не исключена и еще одна причина разупорядочения структуры, обусловленная сравнительно низкой электрической активностью бора в $a\text{-Si:H}$ [7]. Значительная часть атомов бора не входит в кремниевые тетраэдры, а, возможно, образует кластеры, скорее всего икосаэдры B_{12} . Действительно,

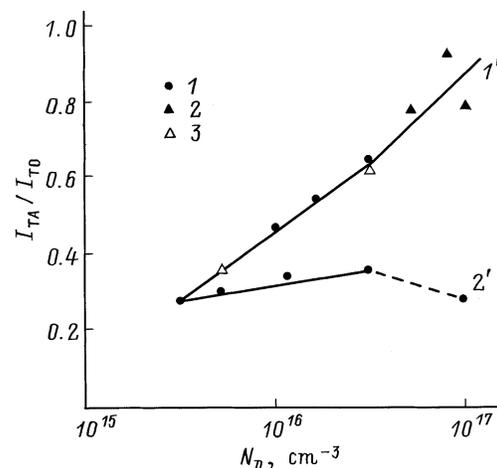


Рис. 2. Соотношение между характеристикой среднего порядка I_{TA}/I_{T0} и плотностью дефектов N_D . Обозначения такие же, как на рис. 1. Зарядовые состояния дефектов D^0 при $N_{D \text{ min}}$: преимущественно D^+ (кривая 1'), преимущественно D^- (кривая 2'), штриховая линия показывает переход в состояние D^0 после длительной интенсивной засветки.

тенденция атомов бора к образованию икосаэдрических структурных единиц хорошо известна [8].

В заключение этой части статьи еще раз отметим "чувствительность" среднего порядка к зарядовому состоянию дефектов и подчеркнем, что наиболее упорядоченной структурой на этом уровне обладают пленки, содержащие нейтральные дефекты D^0 , присущие "собственному" $a\text{-Si:H}$, независимо от того, как он получен: непосредственно в процессе осаждения или в результате сдвигов ε_F после длительной интенсивной засветки, а также независимо от большого различия величин N_D в этих двух случаях (рис. 2).

Кроме того, следует отметить, что прямых корреляций между изменениями степени упорядоченности на уровне среднего порядка и электронными параметрами $a\text{-Si:H}$ (таким, в частности, как фотопроводимость) установлено не было.

На рис. 3 представлено соотношение между величиной ширины запрещенной зоны, E_g , определенной по формуле Тауца, и величиной отношения I_{TA}/I_{TO} . Из этих данных можно заключить, что величина E_g в основном определяется неупорядоченностью структуры $a\text{-Si:H}$ на уровне среднего порядка. Действительно, как следует из рис. 1, "вклад" ближнего порядка в неупорядоченность структуры значительно меньше, чем среднего порядка. Во-вторых, хотя содержание водорода в исследуемых образцах различно (2–8 ат%), это обстоятельство не может оказать существенного влияния: согласно [3], при возрастании C_H на 1 ат% увеличение E_g составляет только $(1.0\text{--}1.5) \cdot 10^{-2}$ эВ.

Далее рассмотрим коэффициент межзонного поглощения $a\text{-Si:H}$. Спектральная зависимость α обычно анализируется в квадратичной аппроксимации (формула Тауца):

$$(\alpha \hbar \omega)^{1/2} = \beta (\hbar \omega - E_g), \quad (1)$$

где $\beta = 700 \pm 30 \text{ (см} \cdot \text{эВ)}^{-1/2}$ при изменении E_g от 1.32 до 1.76 эВ. Обозначим E_g в этой аппроксимации как E_{g2} .

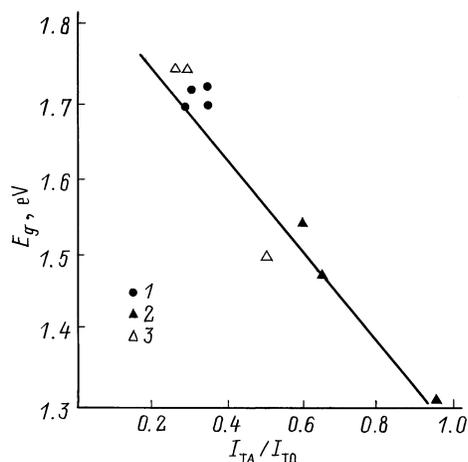


Рис. 3. Зависимость оптической ширины запрещенной зоны E_g от характеристики среднего порядка I_{TA}/I_{TO} . Обозначения такие же, как и на рис. 1.

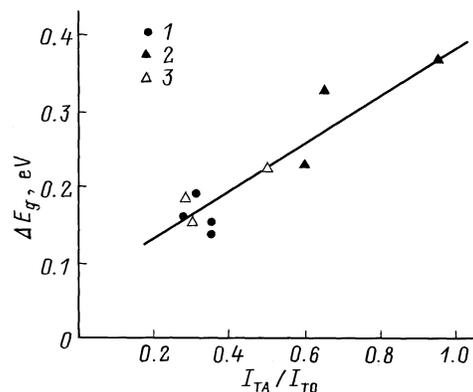


Рис. 4. Зависимость величины флуктуаций ширины запрещенной зоны ΔE_g от характеристики среднего порядка I_{TA}/I_{TO} . Обозначения такие же, как на рис. 1.

Однако спектральную зависимость α можно аппроксимировать и иначе:

$$(\alpha \hbar \omega)^{1/3} = \gamma (\hbar \omega - E_g). \quad (2)$$

Обозначим E_g в формуле (2) как E_{g3} . Эта величина соответственно изменяется от 0.95 до 1.6 эВ, а величина γ от 50 до $80 \text{ (см} \cdot \text{эВ)}^{-1/3}$.

В работе [9] было показано, что формулу (2) можно получить, если предположить, что ширина запрещенной зоны пространственно флуктуирует вследствие структурной неупорядоченности. Тогда из (1) и (2) мы получаем $E_{g2} = E_{g \max}$ и $E_{g3} = E_{g \min}$, а их разность рассматриваем как меру флуктуации ширины запрещенной зоны (ΔE_g).

Из рис. 4 следует, что существует непосредственная корреляция между I_{TA}/I_{TO} и E_g . Если отнести ΔE_g в большей степени за счет флуктуаций края валентной зоны, то для нелегированного $a\text{-Si:H}$ $\Delta E_g = 0.15$ эВ, что согласуется с данными [10] о ширине хвоста с медленно изменяющейся плотностью состояний, находящегося, по энергии, ближе к краю валентной зоны, чем экспоненциальный хвост Урбаха. Однако более реалистичным представляется отнести величину ΔE_g за счет примерно равных флуктуаций краев обеих зон. Тогда $\Delta E_g/2$ удовлетворительно совпадает с величиной $\delta = 0.05$ эВ, рассматриваемой как мера флуктуаций электростатического потенциала в нелегированном $a\text{-Si:H}$ [11]. Величина δ находится на основании экспериментальных данных об электропроводности (σ) и термоэдс (S), когда электроперенос осуществляется по состояниям зоны проводимости. Тогда

$$\sigma \propto \exp(-\Delta E_\sigma/kT), \quad (3)$$

$$S \propto (\text{const} + \Delta E_S/kT), \quad (4)$$

причем обычно $\Delta E_\sigma > \Delta E_S$, т. е.

$$\Delta E_\sigma = (\varepsilon_c - \varepsilon_F)_{T=0} + \delta. \quad (5)$$

Переходим теперь к результатам исследований $a\text{-Si:H}$, модифицированного на уровне среднего порядка, т.е. содержащего наноразмерные включения Si в аморфной матрице.

Пленки $a\text{-Si:H}$ с нановключениями осаждались при $T_s = (300\text{--}380)^\circ\text{C}$ методом rf-PECVD при повышенных давлениях силана и повышенной мощности разряда (discharge power) по сравнению с применяемыми для осаждения пленок стандартного $a\text{-Si:H}$. Кроме того, пленки осаждали методом MASD ("magnetron assisted silane decomposition"), особенностью которого является возможность широкого варьирования их микроструктуры [12]. Сначала мы остановимся на свойствах именно этих пленок, называя их MASD-пленками. Несмотря на высокие температуры осаждения $T_s = (300\text{--}380)^\circ\text{C}$, MASD-пленки имели величины микроструктурного параметра $R = 0.65\text{--}1.0$. Величина R , определенная общепринятым способом, показывает вклад дигидридных комплексов SiH_2 в общее число кремний-водородных комплексов ($\text{SiH}_2 + \text{SiH}$).

Ранее [12] отмечалось, что столь большие R не характерны для пленок $a\text{-Si:H}$, осажденных при столь высоких T_s . Действительно, впоследствии было показано [13], что они содержат нанокристаллические включения Si и их можно разделить на две группы.

Пленки первой группы имеют $R \approx 1$ и содержат, по данным рамановской спектроскопии, нанокристаллы (с размером $d_{\text{Raman}} \lesssim 5$ нм, вклад кристаллической фазы $X_C \lesssim 20\%$).

В рамановских спектрах пленок второй группы, имеющих $R = 0.65\text{--}0.75$ характерные полосы для Si-нанокристаллов (при $\omega = 515\text{--}517\text{ см}^{-1}$) идентифицированы не были. О присутствии нанокристаллов в пленках этой группы можно судить на основании результатов их исследований после ионной имплантации Si^+ [13]. Действительно, пленки начинают кристаллизоваться при очень "мягких" условиях имплантации (энергии ионов 70 кэВ, $D = 10^{13}\text{ см}^{-2}$, при комнатной температуре с последующим вакуумным отжигом при 200°C в течение 1 ч). Это показывает, что в процессе роста таких пленок образуются нанокристаллы кремния в аморфной матрице, однако их размеры и (или) объемная фракция столь малы, что методом рамановской спектроскопии идентифицировать их не удается. Однако при последующих внешних воздействиях, в частности воздействии имплантации Si^+ , такие нанокристаллы служат центрами кристаллизации.

Методом MASD, кроме того, удается получить при $T_s = 300^\circ\text{C}$ пленки $a\text{-Si:H}$ с упорядоченными включениями другого типа: полимерными цепочками $(\text{SiH}_2)_n$.

Таким образом, как при образовании нанокристаллов Si, так и при образовании полимерных цепочек структура MASD-пленок $a\text{-Si:H}$ модифицируется на уровне среднего порядка. Рассмотрим, какие свойства материала наиболее "чувствительны" к таким модификациям.

Сначала остановимся на результатах исследований ультрамягких рентгеновских эмиссионных спектров

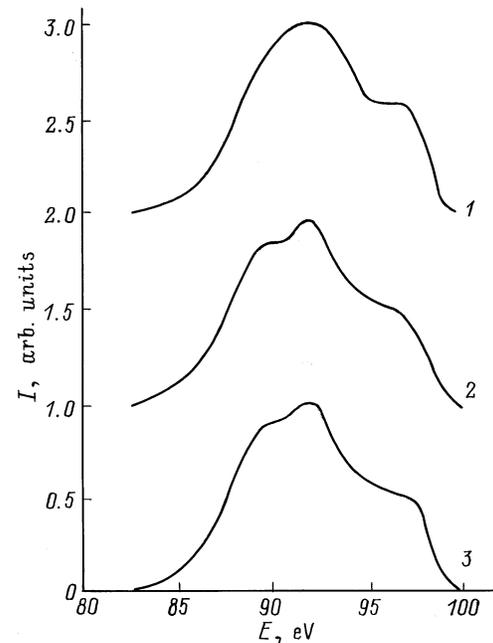


Рис. 5. Спектры $\text{Si } L_{23}$; 1 — стандартный $a\text{-Si:H}$, 2 — $a\text{-Si:H}$ с Si нанокристаллическими включениями, 3 — $a\text{-Si:H}$ с включениями $(\text{SiH}_2)_n$.

(УМРЭС) $\text{Si } L_{23}$. Интенсивность их, как известно, отражает частичную плотность всех занятых $3s$ -состояний Si, а форма спектров, относящихся к интервалу энергий валентной зоны, чувствительна к изменению упорядоченности структуры $a\text{-Si:H}$ [14].

На рис. 5 представлен УМРЭС спектр стандартного $a\text{-Si:H}$, имеющий пологий главный максимум при $E_v - E = 7\text{--}9$ эВ. Образование нанокристаллических включений кремния приводят к выраженной структуре этого максимума, которая свидетельствует об увеличении степени упорядочения аморфной матрицы пленки. Следует отметить, что почти такой же результат получен и в случае образования включений в виде цепочек $(\text{SiH}_2)_n$ (рис. 5).

Далее остановимся на результатах исследования электропроводности σ и фотопроводимости σ_{ph} MASD-пленок, которые мы выше разделили на две группы.

Пленки, относящиеся к первой группе, имеют температурные зависимости σ , характерные для двухфазного материала. Для них наблюдаются две энергии активации σ : $\Delta E_1 < \Delta E_2$ — вблизи комнатной температуры и при повышенных температурах соответственно. Очевидно, что при повышенных температурах проводимость определяется основной, аморфной фазой, в то время как вблизи комнатной температуры в проводимость дает некоторый вклад вторая, более низкоомная фаза. Фотопроводимость пленок этой группы, по сравнению с σ_{ph} $a\text{-Si:H}$ сильно понижена.

Пленки второй группы по температурным зависимостям σ не отличаются от $a\text{-Si:H}$, но имеют более низкие величины σ_{ph} . Такое же заключение можно сделать и

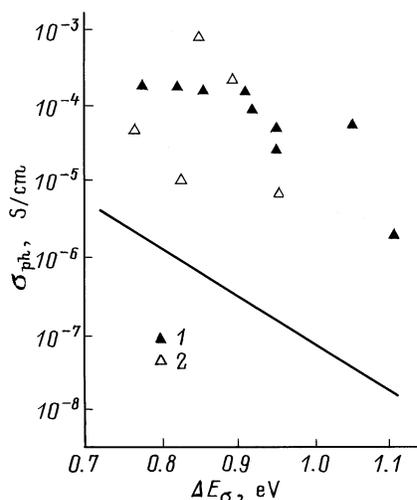


Рис. 6. Зависимость фотопроводимости σ_{ph} от энергии активации темновой проводимости $\Delta E_{\sigma} T = 300 \text{ K}$, $\hbar\omega = 2 \text{ эВ}$, скорость генерации фотоносителей $G = 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Сплошная прямая — стандартный $a\text{-Si:H}$; 1 — данные настоящей работы, 2 — данные [16].

в результате исследований σ и σ_{ph} пленок, содержащих $(\text{SiH}_2)_n$ включения.

Рассмотрим результаты, полученные для PECVD-пленок $a\text{-Si:H}$, модифицированного на уровне среднего порядка.

По данным рамановской спектроскопии, некоторые из этих пленок содержат нанокристаллы ($d_{\text{Raman}} \approx 5 \text{ нм}$, $X_C = 10\%$). По своим свойствам они близки к MASD-пленкам с подобной структурой, в том числе имели значительно более низкую фотопроводимость σ_{ph} , чем стандартный $a\text{-Si:H}$. Однако пленки, в рамановских спектрах которых полосы при $\omega = 515\text{--}517 \text{ см}^{-1}$ не наблюдались, имеют, напротив, сильно повышенную фотопроводимость (рис. 6). Для этих пленок была установлена корреляция между величиной σ_{ph} и отношением I_{LA}/I_{TO} , что, согласно [15], относится за счет модификации структуры $a\text{-Si:H}$ на уровне среднего порядка при образовании нанокластеров кремния.

Следует отметить, что ряд других параметров пленки близок к параметрам стандартного $a\text{-Si:H}$ приборного качества: $E_g = 1.88 \text{ эВ}$, $\Delta E_{\sigma} = 0.8\text{--}1.0 \text{ эВ}$, $N_D \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $C_H = 8\text{--}10 \text{ ат\%}$ (в форме SiH).

Отметим также, что σ_{ph} PECVD-пленок, структура которых модифицирована на уровне среднего порядка, фактически не зависит от условий их получения (рис. 6). Действительно, в настоящей работе они были осаждены из неразбавленного силана при $T_s = (300\text{--}380)^\circ\text{C}$, а в работе [16] — из силана, сильно разбавленного водородом при $T_s = 250^\circ\text{C}$. Однако определение причин столь резкого увеличения σ_{ph} этих пленок по сравнению с σ_{ph} стандартного $a\text{-Si:H}$ остается предметом дальнейших исследований.

Заключение

В заключение перечислим основные результаты проведенных исследований и сделанные из них выводы.

1) установлена корреляция между характеристиками ближнего и среднего порядка в структуре $a\text{-Si:H}$. Показано, что ее упорядоченность в большей мере определяется средним порядком (упорядоченностью в расположении кремниевых тетраэдров).

2) определена взаимосвязь между характеристикой среднего порядка и плотностью оборванных связей, образующихся в процессе осаждения пленок $a\text{-Si:H}$, при их легировании бором, а также в результате длительной интенсивной засветки нелегированных пленок. Показано, что наиболее упорядоченной структурой обладают пленки, содержащие нейтральные дефекты (D^0), независимо от их происхождения и величины их плотности. Напротив, образование заряженных дефектов (особенно D^+) приводит к значительному росту разупорядоченности структуры.

3) показано, что величина ширины запрещенной зоны и ее флуктуации в основном определяются степенью упорядоченности структуры на уровне среднего порядка. В то же время прямых корреляций между характеристикой среднего порядка и электронными параметрами не обнаружено.

4) показано, что модифицирование структуры $a\text{-Si:H}$ на уровне среднего порядка за счет образования упорядоченных нановключений в аморфной матрице, напротив, приводит к изменениям электронных параметров. Пример этого — радикальное (в сотни раз) возрастание фотопроводимости по сравнению с фотопроводимостью стандартного $a\text{-Si:H}$ приборного качества.

Однако, как можно ожидать, изменения электронных параметров определяются многими факторами: природой включений (Si -нанокристаллы или Si -нанокластеры, цепочки вида $(\text{Si:H}_2)_n$), их размерами, объемной фракцией, характером распределения, а также их воздействием на свойства аморфной матрицы. В качестве примера такого воздействия можно привести данные об упорядочении структуры аморфной матрицы при образовании нанокристаллических включений кремния или цепочек $(\text{Si:H}_2)_n$, приведенные в настоящей работе.

Очевидно, тем не менее, что модифицирование структуры тетраэдрически координированного аморфного полупроводника на уровне среднего порядка с целью оптимизации оптоэлектронных свойств материала представляет собой весьма сложную и пока не решенную проблему.

Список литературы

- [1] А.А. Айвазов, Б.Г. Будагян, С.П. Вихров, А.И. Попов. *Неупорядоченные полупроводники*, под ред. А.А. Айвазова (М., Изд-во МЭИ 1995) с. 67.
- [2] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников* (М., Мир, 1991) с. 39.

- [3] A.P. Sokolov, A.P. Shebanin, O.A. Sokolova, M.M. Mezdrogina. *J. Non-Cryst. Sol.*, **137/139**, 99 (1991).
- [4] J.S. Lannin, M. Maley. *Phys. Rev. B*, **36**, 1146 (1987).
- [5] О.А. Голикова, В.Х. Кудоярова. *ФТП*, **32**, 876 (1998).
- [6] C.M. Formann, R.M. Dawson, H.Y. Lin, C.R. Wronski. *J. Appl. Phys.*, **76**, 768 (1994).
- [7] W.E. Spear and P.G. LeComber. *Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon. I. Structure, Preparation and Devices*, ed. by J.D. Joannopoulos, G. Lucovsky (Springer Verlag, Berlin, 1984) p. 63.
- [8] О.А. Голикова. *ФТП*, **34**, 369 (2000).
- [9] V.N. Novikov, A.P. Sokolov, O.A. Golikova, V.Kh. Kudoyarova, M.M. Mezdrogina. *ФТП*, **32**, 1515 (1990).
- [10] M. Stutzman. *Phil. Mag. B*, **60**, 531 (1987).
- [11] D. Ruff, H. Mell, L. Toft, G. Hohn, I. Silber, W. Fuhs. Abstracts of ICAMS17 (Budapest, 1997) Th-P 113/4.
- [12] О.А. Голикова, А.Н. Кузнецов, В.Х. Кудоярова, М.М. Казанин. *ФТП*, **31**, 816 (1997).
- [13] О.А. Голикова, А.Н. Кузнецов, В.Х. Кудоярова, И.Н. Петров, Е.П. Домашевская, В.А. Терехов. *ФТП*, **34**, 86 (2000).
- [14] В.А. Терехов. Автореф. докт. дис. (Воронеж, ВГУ, 1994).
- [15] О.А. Голикова, М.М. Казанин. *ФТП*, **34**, 762 (2000).
- [16] R. Butte, R. Meaudre, M. Meaudre, S. Vignoli, C. Logeaud, J.P. Kleider, P. Posa i Cabarrocas. *Phil. Mag. B*, **79**, 1079 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

Medium-range order and optoelectronic properties of a tetrahedrally coordinated hydrogenated amorphous semiconductor

O.A. Golikova

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Correlations between a characteristics of the medium-range order in an *a*-Si:H structure and the defect density, the charge state, the optical gap, and their fluctuations were found. It was been shown that the structure modifications at a medium-range order level contain nanoinclusions, which can lead to a significant growth of photoconductivity and reduction of disorder in the structure of an amorphous matrix.