

[9] М а т в е е в Б.А., П е т р о в В.И., С т у с ь Н.М.,
Т а л а л а к и н Г.Н., Ш и б а л и н А.В. - ФТП, 1987,
т. 21, № 7, с. 1244-1247.

физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
4 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17 12 сентября 1988 г.

НЕРАВНОВЕСНАЯ СМЕСЬ ГЕКСАГОНАЛЬНОГО И КУБИЧЕСКОГО Ge , ВЫЯВЛЯЮЩАЯСЯ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ $\alpha-Ge$. БЛИЖНИЙ И ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ ПОРЯДКИ В $\alpha-Ge$

В.Д. О к у н е в, З.А. С а м о й л е н к о

Несмотря на значительные успехи в изучении аморфных Ge и Si ($\alpha-Ge$, Si) [1, 2], в данной проблеме остается еще много неясного, связанного прямо или косвенно с сохраняющейся неопределенностью представлений о структуре данных материалов. При ее описании в рамках различных моделей для согласования экспериментальных и расчетных данных по дифракции приходится использовать элементы структуры, не свойственные кристаллу [1-3]. Последние могут быть в принципе выявлены на начальной стадии кристаллизации. Однако при кристаллизации $\alpha-Ge$, Si на дифракционной картине образцов обнаруживались только линии, свойственные нормальной кубической структуре. Вместе с тем, учитывая опыт многочисленных исследований, посвященных кристаллизации аморфных веществ различного состава, нельзя не обратить внимание на странный характер изменения дифракционной картины в процессе кристаллизации $\alpha-Ge$, Si . Кристаллизация $\alpha-Ge$, Si , структура которых характеризуется двумя диффузными максимумами (гало I и II), начинается с появления трех линий: (III) в центре гало I и (220), (311) на склонах гало II [3, 4]; в центре гало II линий нет. Странность изменения дифракционной картины заключается в том, что при последующем развитии кристаллизации, когда линии появляются по всей дебаеграмме, ни одна из них не попадает в центральную часть гало II. Отсюда следует опасение об утере значительной информации о структурных превращениях в пленках, без учета которой построение адекватной модели структуры аморфных Ge и Si оказывается невозможным.

Цель настоящей работы заключалась в детальном исследовании кристаллизации $\alpha-Ge$, связанном с поиском метастабильных

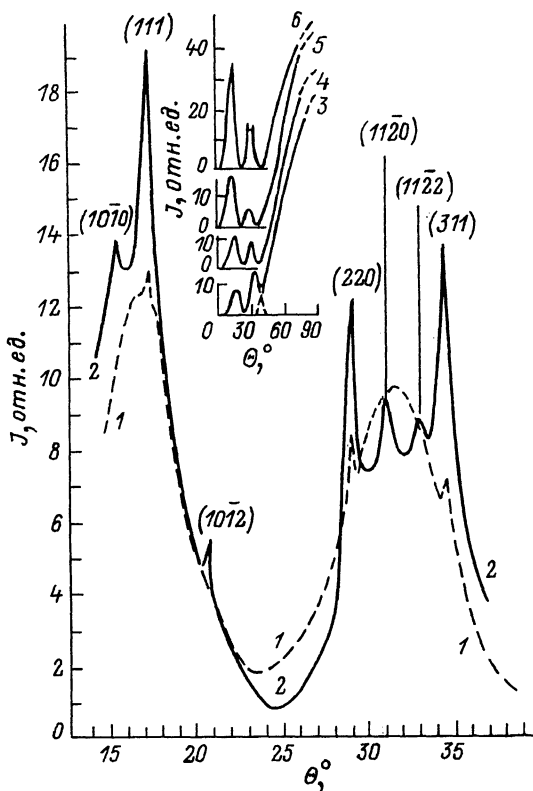


Рис. 1. Дифракционные картины α -Ge в Fe-излучении в начале первой (1) и второй (2) стадий кристаллизации.

На вставке - полные дифракционные картины образцов. Температура отжига T_a , К: 3 - 300, 4 - 471, 5 - 563, 6 - 725.

структурных состояний, не свойственных нормальной кристаллической решетке германия.

Пленки α -Ge толщиной 20-30 мкм были получены методом катодного распыления в атмосфере аргона при осаждении распыляемого материала на стеклянные подложки при температуре около 300 К. Изохронный ($t=1$ час) отжиг образцов проводился в вакууме 10^{-6} торр.

На дебаеграммах аморфных пленок наблюдались обычные для α -Ge гало I и II и фон (вставка к рис. 1). Кристаллизация образцов, начинающаяся при $T_a=715-720$ К, проходит в три стадии. Вначале, как всегда в центре гало I появляется слабо выраженный пик, развивающийся далее в дебаевскую линию III кубической решетки Ge (кривая 1 на рис. 1); на склонах гало II развиваются линии (220) и (311). Интенсивность гало II, окаймленного линиями (220), (311), делающими его визуально более контрастным на общем фоне дифракции, практически не

не меняется до конца первой стадии, заканчивающейся при $T_a = 780-785$ К. Доля закристаллизованного объема в конце первой стадии составляет 35-40 %.

На второй стадии кристаллизации в промежутке между линиями (220) и (311) на фоне сохраняющейся интенсивности гало II возникают две слабые линии; еще две образуются по краям гало I (кривая 2 на рис. 1). Этим линиям соответствуют отражения от плоскостей межплоскостными расстояниями 3.55 и 2.72 Å (в гало I) и 1.9 и 1.8 Å (в гало II). Они не свойственны нормальной кубической структуре Ge и относятся к фазе с гексагональной решеткой Ge с параметрами $a = 3.98$ Å; $c = 9.8$ Å; $c/a = 2.47$. Эти новые линии существуют в узком температурном интервале (10-15 градусов) второй стадии кристаллизации. Структура пленок, характеризующаяся наличием в аморфной матрице кристаллитов с двумя типами упаковки атомов, оказывается неустойчивой. Дальнейшее повышение температуры отжига вызывает полное исчезновение гало и линий гексагональной структуры; линии же, свойственные кубической структуре Ge , начинают появляться уже по всей дебаеграмме. Доля закристаллизованного объема к концу второй стадии достигает 55-60 %. Третья стадия кристаллизации, наблюдающаяся при $T_a > 800$ К и сопровождающаяся дальнейшим снижением интенсивности фона, обусловлена увеличением размера кристаллитов.

Изменения электропроводности (σ) пленок хорошо согласуются с изменениями их структуры. Изохронный отжиг выявляет на зависимости σ от T_a три стадии кристаллизации (рис. 2): 715-785 К, 785-800 К, и $T_a > 800$ К. Вторая стадия, связанная с формированием и последующим исчезновением кристаллитов гексагонального германия, как и показывают структурные данные, действительно наблюдается в очень узком температурном интервале. На третьей стадии увеличение размера кристаллитов слабо влияет на σ закристаллизованных пленок.

Детальные исследования ранних стадий кристаллизации пленок указывают на явное наследование некоторых особенностей структуры $\alpha\text{-Ge}$ при переходе аморфное состояние - кристалл, который является непрерывным, без каких-либо скачкообразных качественных изменений и растянут в достаточно широком температурном интервале. Исходя из изложенных результатов, мы вынуждены прийти к заключению о том, что в структуре аморфных пленок наряду со средой неупорядоченно расположенных атомов присутствуют и кластеры двух видов, имеющие тенденцию к кристаллоподобной упаковке атомов и определяющие два типа ближнего порядка в $\alpha\text{-Ge}$. В данном случае кластеры можно, по-видимому, рассматривать как флуктуации порядка в неупорядоченной среде с соответствующим плавным переходом от порядка в ядре кластеров к беспорядку в их периферийных областях. Согласно грубой оценке доля объема, занимаемого кластерами, в исходных аморфных пленках составляет 7-10 %.

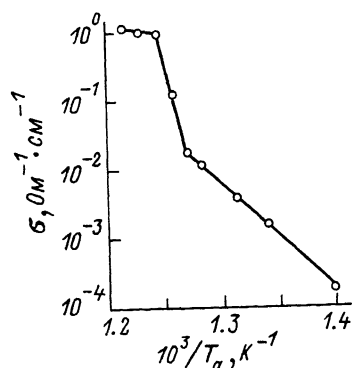


Рис. 2. Изменения σ (измерения при $T=293$ К) с температурой отжига при кристаллизации α -Ge.

увеличиваясь к началу кристаллизации до 15–20%. Первый тип кластеров представляет собой плоские (квазидвумерные) образования, формирующиеся преимущественно плоскостями (III). Кластеры второго вида являются элементарными структурными образованиями с гексагональной решеткой. Оба типа кластеров дают основной вклад в когерентное рассеяние рентгеновского излучения, формируя гало I и II, а неупорядоченная межкластерная среда играет главную роль в некогерентном рассеянии, образуя фон, интенсивность которого увеличивается с ростом угла дифракции θ (вставка к рис. 1).

Кластеры определяют также масштаб промежуточного порядка [5], выражающегося в наличии в α -Ge многоатомных корреляций на расстояниях, существенно превышающих расстояние между атомами. Размеры упорядоченных областей в α -Ge могут достигать 150–200 Å [6].

При отжиге аморфных пленок к началу их кристаллизации кластеры, увеличиваясь до критических размеров, превращаются в устойчивые зародыши кристаллизации. Первый тип кластеров преобразуется в кристаллиты стабильной кубической структуры. Кластеры второго типа превращаются в кристаллиты метастабильной гексагональной модификации германия, существующей в узком интервале температур отжига, после чего быстро трансформируются в кристаллиты с нормальной кубической структурой.

Таким образом, α -Ge представляет собой смесь структурных элементов, соответствующих кристаллитной теории (кластеры двух видов, различающиеся структурой, электронными и оптическими свойствами) и модели неупорядоченной случайной сетки (неупорядоченная межкластерная среда).

Л и т е р а т у р а

- [1] М о т т Н., Д э в и с Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 662 с.
- [2] Аморфные полупроводники / Под ред. М. Бродски. М.: Мир, 1982. 420 с.
- [3] З а х а р о в В.П., Г е р а с и м е н к о В.С. Структурные особенности полупроводников в аморфном состоянии. Киев: Наукова думка, 1976, 280 с.

[4] T e m k i n R.J., P a u l W., C o o n n e l l G.A.N. - Adv. in Phys., 1973, v. 22, N 5, p. 581-641.

[5] Б о н ч - Б р у е в и ч В.Л. - ЖСХ, 1983, т. 24, в. 4, с. 115-118.

[6] Н а х о д к и н Н.Г., Б а р д а м и д А.Ф., Н о в о - с е л ь с к а я А.И., Я к и м о в К.И. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 3, с. 715-720.

Поступило в Редакцию

В окончательной редакции 10 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 17

12 сентября 1988 г.

ЭФФЕКТ УПРУГОСТИ СЛОЯ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В.А. Б а б е ш к о

В работе [1] отмечено, что явление локализации вибрационного процесса, протекающего в полуграниченных областях, может иметь место не только в упругих средах. Ниже, по-видимому, впервые на примере плоской задачи показано, что слой идеальной несжимаемой жидкости толщины $h+r$, на глубине которого вертикально (с частотой ω) колеблется жесткая, горизонтально расположенная пластина массы m и ширины $2b$, при некоторых значениях ширины создает реакцию на пластину с импедансом, имеющим только реактивную составляющую [2].

Таким образом, в этом случае система „слой жидкости - пластина“ ведет себя подобно системе „масса - упругая пружина“, поэтому при некотором значении массы пластины возможен неограниченный резонанс [1].

Аналогичная задача рассматривалась в [3] в осесимметричной постановке. В ней для конкретных значений параметров найдены комплексные амплитуды давлений на пластину, из чего следует, что импеданс - комплексный.

1. Описанную выше задачу для тяжелой идеальной несжимаемой жидкости в линейной постановке в случае потенциального движения [4] сведем, как это сделано в [3], к интегральному уравнению следующего вида:

$$\int_{-a}^a k(x-\xi)q(\xi)d\xi = s \cos \gamma x - \gamma^{-2}, \quad |x| \leq a, \quad (1)$$
$$k(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{\sigma} K(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha,$$