

ЛЕГИРОВАНИЕ ЖЕЛЕЗОМ АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА

Регель А. Р., Серегин П. П., Андреев П. А.,
Мездрогина М. М., Насрединов Ф. С.

Проблема эффективного легирования аморфных полупроводников давно привлекает внимание исследователей. Наибольшие успехи достигнуты при легировании гидrogenизированных аморфных кремния $a\text{-Si(H)}$ и углерода $a\text{-C(H)}$ элементами III и V групп, хотя и в этом случае значительная часть примесных атомов остается в электрически не активном состоянии [1, 2]. Для выяснения природы электрической активности (не активности) примесных атомов в аморфных полупроводниках перспективным представляется применение методов, позволяющих идентифицировать состояние (зарядовое, координационное) при-

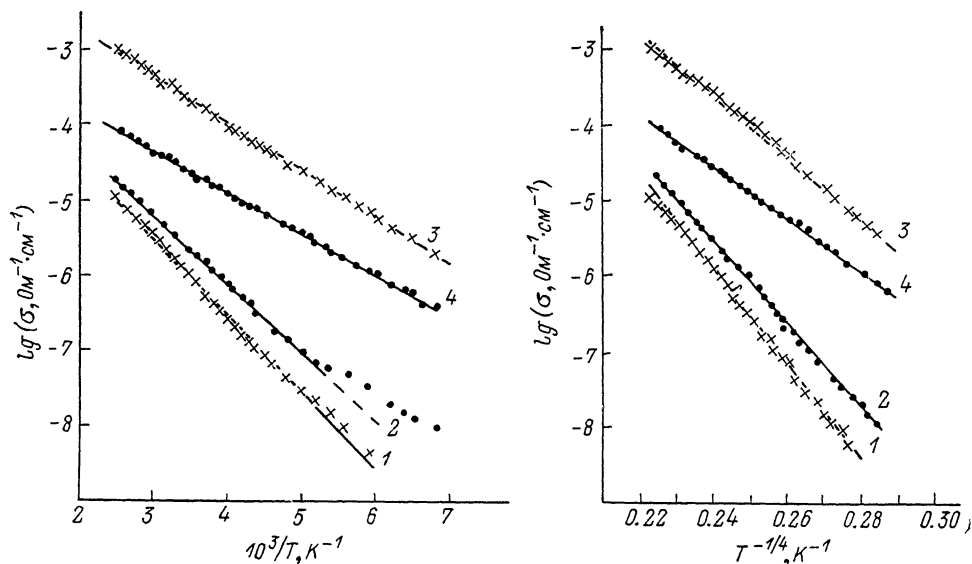


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности $a\text{-C(H)}$ (1, 3) и $a\text{-C(H):Fe}$ (2, 4).

T_s, K : 1, 2 — 550; 3, 4 — 600.

месных атомов. В частности, авторы [3] провели такую идентификацию для случая примесных атомов железа в $a\text{-Si(H)}$ методом мессбауэровской спектроскопии. Настоящая работа посвящена аналогичному исследованию примесных атомов железа в $a\text{-C(H)}$.

Образцы получали методом высокочастотного совместного распыления мишеней из графита и металлического железа в газовой смеси аргона и метана [3]. Температура подложки T_s была 100, 300, 550, 600 и 650 К. Концентрация железа составляла 0.1 ат%. Температурная зависимость электропроводности на постоянном токе измерялась в интервале температур 100—500 К. Мессбауэровские спектры примесных атомов ^{57}Fe снимались при 80 и 294 К с источником ^{57}Co в палладию.

Пленки $a\text{-C(H)}$, полученные при $T_s=550, 600$ и 650 К, имели графитоподобную структурную сетку. Термоэдс при комнатной температуре для всех легированных и нелегированных образцов имеет электронный знак. Оптическая ширина запрещенной зоны на уровне $\alpha=10^4 \text{ см}^{-1}$ составляет ~ 1.4 эВ и слабо зависит от T_s и от легирования. Температурные зависимости электропроводности как нелегированных, так и легированных пленок представлены на рис. 1. Видно, что эти зависимости лучше спрямляются в координатах $\lg \sigma - T^{-1/4}$, чем в коор-

дinataх $\sigma \sim T^{-1}$, что характерно для прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми:

$$\sigma = \sigma_{00} \exp[-(T/T_0)^{1/2}], \quad (1)$$

$$T_0 = 16/ka^3N(F), \quad (2)$$

$$\sigma_{00} = \frac{e^2}{4(2\pi)^{1/2}} \nu_{\text{фон}} \left(\frac{aN(F)}{kT} \right), \quad (3)$$

где $N(F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, a — радиус локализации электронных состояний на уровне Ферми, $\nu_{\text{фон}}$ — характерная колебательная частота, $\nu_{\text{фон}} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Параметры электропроводности $a\text{-C(H)}$ и $a\text{-C(H)}:\text{Fe}$

Состав	T , К	E_a , эВ	$\sigma_0 \cdot 10^3$, $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$N(F) \cdot 10^{-18}$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$	σ_0 , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
$a\text{-C(H)}$ $a\text{-C(H)}:\text{Fe}$	} 550 {	0.21	5.6	0.42	$1.9 \cdot 10^9$
		0.12	32	2.3	$1.7 \cdot 10^6$
$a\text{-C(H)}$ $a\text{-C(H)}:\text{Fe}$	} 600 {	0.18	3.2	0.78	$7.1 \cdot 10^7$
		0.11	2.2	4.9	$4.2 \cdot 10^3$
$a\text{-C(H)}$ $a\text{-C(H)}:\text{Fe}$	} 650 {	0.14	0.71	1.9	$8.7 \cdot 10^4$
		0.15	180	2.9	$3.7 \cdot 10^5$

В таблице приведены значения σ_{00} и T_0 для образцов, полученных при $T=550$, 600 и 650 К. Там же приведены значения $N(F)$, рассчитанные в предположении, что $a=10 \text{ \AA}^2$. Расчет дает оценочное значение $N(F)$ и характер ее изменения при варьировании T , и при легировании, поскольку a известна только по порядку величины.

Оценка σ_{00} , сделанная по (3) со значениями a и $N(F)$ из таблицы, дает величины $\sim 0.1-1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Экспериментальные значения σ_{00} на 4-9 порядков превышают теоретическую оценку, что ставит под сомнение интерпретацию данных по электропроводности на основе прыжковой модели по состояниям вблизи F . Альтернативное объяснение заключается в том, что отклонения от закона Аррениуса в температурной зависимости электропроводности связано с наличием нескольких путей переноса тока с близкими, непрерывно (или почти непрерывно) распределенными значениями энергии активации. Можно грубо описать экспериментальные данные одной экспоненциальной зависимостью

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-E_a/kT]. \quad (4)$$

Такая аппроксимация представлена на рис. 1, a , параметры E_a и σ_0 приведены в таблице. Малые вариации σ_0 позволяют предположить, что как в нелегированных, так и в легированных пленках реализуется один и тот же механизм проводимости. Низкие значения σ_0 и знак термоэдс свидетельствуют о прыжковой проводимости по локализованным состояниям вблизи зоны проводимости. В этом случае E_a с точностью до энергии активации прыжков показывает положение F относительно энергии состояний E_n , по которым происходят прыжки. В нелегированных пленках уровень Ферми монотонно поднимается с ростом T_s . Введение железа поднимает уровень Ферми, т. е. наблюдается донорное действие примеси железа. Но в отличие от нелегированных пленок при повышении T_s уровень Ферми начинает понижаться и для $T_s=650$ К практически совпадает с F в нелегированной пленке. Одновременно происходит изменение плотности состояний $N(E_n)$ на уровне E_n , о чем свидетельствует изменение σ_0 . Для нелегированных пленок $N(E_n)$ уменьшается с ростом T_s . Введение железа увеличивает $N(E_n)$ и делает ее зависимость от T_s немонотонной.

Измерение электропроводности оставляет открытым вопрос о причине смещения F при легировании пленок $a\text{-C(H)}$ железом. Чтобы ответить на него, мы сняли мессбауэровские спектры примесных атомов ^{57}Fe в $a\text{-C(H)}$, полученном

при $T_s = 559, 650$ и 650 К (рис. 2). Все спектры представляют собой асимметричные дублеты с изомерным сдвигом $\delta = 0.20 \pm 0.01$ мм/с (относительно α -Fe) и квадрупольным расщеплением $\Delta = 0.69 \pm 0.02$ мм/с (при 295 К). Параметры спектров не зависели от T_s , а значит, и от смещения уровня Ферми. Этот спектр по аналогии с подобным спектром железа в α -Si(H) [3] следует приписать электрически не активным ассоциатам «Fe³⁺—дефект структуры», что вполне согласуется с независимостью параметров спектра от смещения F . Это означает, что донорное действие железа происходит либо от малой доли (менее 0.02 от общего числа) примесных атомов железа в состоянии, не обнаруживаемом в мессбауэровском спектре, либо в результате изменения концентрации и распределения собственных дефектов матрицы α -C(H) при введении железа.

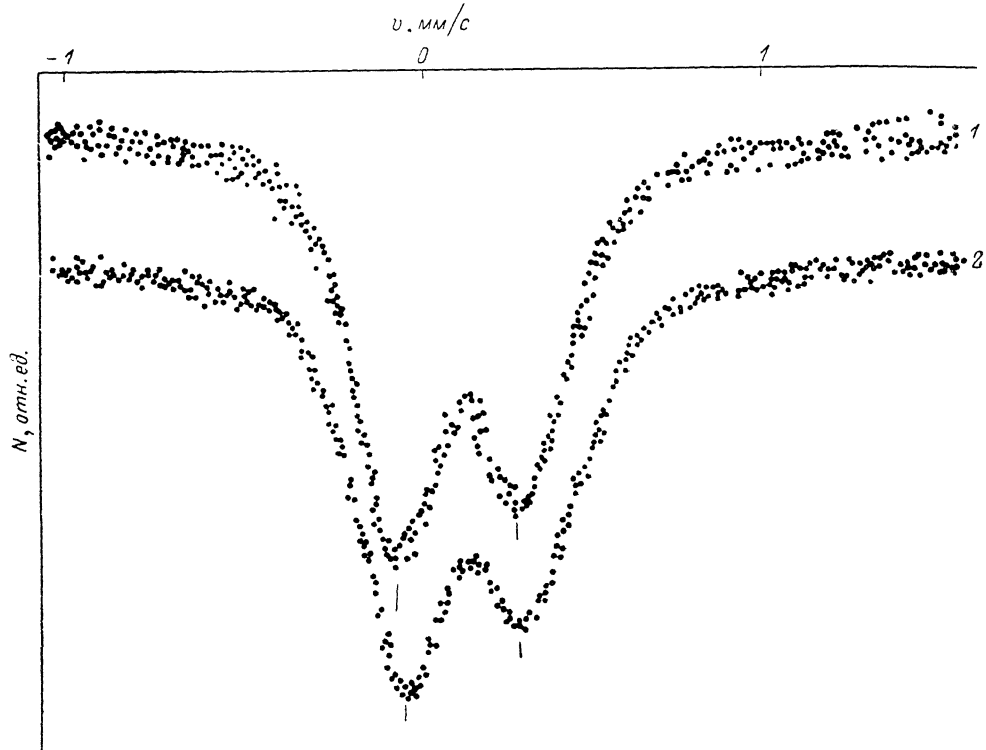


Рис. 2. Мессбауэровские спектры примесных атомов ^{57}Fe при 295 К в α -C(H).
 T_s , К: 1 — 550; 2 — 650.

Пленки α -C(H) и α -C(H) : Fe, полученные при $T_s = 100$ и 300 К, имели алмазоподобную структурную сетку. Энергия активации электропроводности для таких пленок была 1.9 и 1.7 эВ соответственно. Введение железа в такие пленки не привело к изменениям E_a и τ_0 , что, возможно, связано с тем, что измерения электропроводности мы смогли провести лишь при $T \geq 400$ К. Мессбауэровские спектры ^{57}Fe таких пленок практически не отличались от спектров, полученных для пленок при $T_s = 550, 600, 650$ К.

Таким образом, большая часть примесных атомов железа в α -C(H) является электрически не активной. Способ образования этого электрически не активного большинства — вхождение в ассоциаты с дефектами аморфной матрицы — является общим для α -Si(H) и α -C(H). Это позволяет нам в конце сообщения поставить вопрос: не является ли этот механизм причиной малой эффективности легирования аморфных гидрогенизированных материалов вообще?

Л и т е р а т у р а

[1] Физика аморфного гидрогенизированного кремния, в. 11 / Под ред. Дж. Люковски М., 1988.

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ИОНОВ, ИМПЛАНТИРУЕМЫХ ОРИЕНТИРУЕМЫМ ПУЧКОМ В ПОЛУПРОВОДНИК С ДЕФЕКТАМИ

Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И.

В настоящее время проблеме радиационно-индуцированного перераспределения примесей в полупроводниках уделяется большое внимание (см., например, [1]). Это связано с тем, что сейчас уже накоплен значительный экспериментальный материал [2-7], свидетельствующий о влиянии радиационно-индуцированных процессов на формирование профилей концентраций дефектов и примесей, однако физика этого явления до конца не понята. Особый интерес представляет радиационно-стимулированная диффузия (РСД) в связи с проблемой ионной имплантации [7-9], причем имплантация в условиях каналирования предоставляет уникальную возможность исследовать процессы взаимодействия частиц практически в отсутствие ядерных столкновений, что позволяет выявить подпороговые механизмы РСД с участием электронных возбуждений.

Из экспериментов [7-10] известно, что перераспределение ионов, внедренных в полупроводник, происходит не только под действием внешнего облучения частицами другого сорта, но и по мере увеличения дозы имплантации. Это позволяет предположить, что радиационно-стимулированные процессы всегда сопутствуют ионной имплантации и при больших дозах облучения существенно влияют на формирование концентрационного профиля.

В данном сообщении исследуется пространственно-временная эволюция профиля концентрации ионов, вводимых в полубесконечный монокристаллический полупроводник с дефектами в результате непрерывной имплантации ориентированного пучка при комнатных температурах. Учитываются РСД, а также захват диффундирующих ионов на дефекты, играющие роль глубоких и мелких ловушек, и тепловое высвобождение из них. Следует заметить, что, например, в кремнии при температуре ниже 900 °С обычные механизмы диффузии заморожены [11] и за перераспределение профиля отвечают фактически только радиационно-стимулированные процессы.

Пусть на плоскую границу кристалла в момент времени $t=0$ падает поток имплантируемых ионов параллельно оси x . За короткие времена (при малых дозах имплантации) перераспределение концентрационного профиля, обусловленное РСД, трудно наблюдать. Поэтому будем рассматривать непрерывную имплантацию во всем временном интервале $0 \leq t \leq \infty$ (случай больших доз).

Будем считать, что в каждый момент времени в облучаемом кристалле создается пространственно распределенный источник $F_0(x)$, по форме совпадающий с известным теоретическим распределением [12] либо с экспериментальными профилями для малых доз в случае каналирования, для которого теория недостаточно хорошо развита. В этом случае, если не рассматривать никаких других процессов, для разных моментов времени мы получим набор подобных профилей: $n(x, t) = F_0(x) t$, что в эксперименте верно лишь при малых временах. Однако ионной имплантации всегда сопутствует образование коллективных и одностичных электронных возбуждений, возбуждений решетки кристалла