

06;12
©1992 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПО ДАННЫМ МЕТОДА ПОСТОЯННОГО ФОТОТОКА

В.А.Лигачев

Анализируются недостатки одной из методик экспериментального определения диффузионной длины носителей заряда в полупроводниках. В качестве альтернативного варианта предлагается использовать метод постоянного фототока в области, в которой не выполняется условие объемного возбуждения образцов. Выведены соотношения, связывающие спектрально зависимую величину потока фотонов с оптическим коэффициентом поглощения и диффузионной длиной носителей заряда при условии постоянного фототока в структурах с нижним планарным расположением металлических электродов. Приведены полученные с использованием новой методики определения диффузионной длины результаты исследования образцов аморфного гидрогенизированного кремния, приготовленных методом ВЧ распыления при различных значениях температуры подложки. Обнаружено уменьшение диффузионной длины носителей заряда в пленках $a\text{-Si:H}$ с большим содержанием SiH_2 комплексов.

Диффузионная длина (L) относится к числу важнейших параметров полупроводникового материала и может служить объективным критерием его качества. Этим обусловлена необходимость совершенствования существующих и разработки новых экспериментальных методов определения диффузионной длины. Особенно актуальной такая задача представляется для неупорядоченных полупроводниковых материалов, которые формируются в неравновесных условиях, и, строго говоря, каждый приготовленный образец уникален по своим электрофизическим характеристикам.

Типичным представителем неупорядоченных полупроводниковых материалов является аморфный гидрогенизированный кремний ($a\text{-Si:H}$), изучение которого представляет большой интерес не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения. Наиболее известный метод определения диффузионной длины носителей заряда в $a\text{-Si:H}$ основан на измерении поверхностной фото-э.д.с. (ПФЭДС) [1]. В этом методе поверхность полупроводниковой структуры с барьером Шоттки освещается монохроматическим светом с варьируемой в области порога поглощения энергией фотонов $\hbar\omega$. Зависящий от $\hbar\omega$ поток фотонов $[F(\hbar\omega)]$ регули-

руется таким образом, чтобы обеспечить постоянную величину ПФЭДС. Другой особенностью рассматриваемого метода является наличие в используемых для измерений структурах двух областей с существенно различающимися характеристиками. Первая из областей — область пространственного заряда (ОПЗ) прилегает к освещаемой поверхности полупроводника, за ней, в глубине материала, располагается квазинейтральная область.

Соотношение, связывающее спектрально зависимый поток фотонов с коэффициентом поглощения $[\alpha(\hbar\omega)]$, диффузионной длиной и другими параметрами материала, получено [1] при следующих исходных предположениях: образец предполагается одномерным и полубесконечным, разделенным на ОПЗ ($0 < x \leq w$) и квазинейтральную область ($w < x \leq \infty$); движение зарядов в ОПЗ определяется полем и градиентами концентрации носителей заряда в этой области структуры, рекомбинацией носителей заряда в ОПЗ пренебрегается; в квазинейтральной области электрическое поле отсутствует, носители заряда движутся только за счет диффузии, в этой области учитывается их рекомбинация.

Наиболее существенной проблемой, возникающей при определении диффузионной длины с использованием описанной в [1] методики, является зависимость ширины ОПЗ от уровня освещенности исследуемой структуры, что усложняет анализ фотоэлектрических процессов и определение L . Эта проблема во многом обусловлена геометрией структур с барьером Шоттки, в которых большая часть фотонов поглощается в приповерхностной области ($0 < x \leq w$) и даже небольшие изменения w оказывают сильное воздействие на соотношение интенсивностей процессов генерации и рекомбинации носителей заряда во всем объеме исследуемого материала.

Очевидно, что кардинальное решение данной проблемы может быть достигнуто лишь за счет изменения конфигурации полупроводниковой структуры, применяемой для измерений L . В настоящей работе рассматривается возможность использования для этих целей полупроводниковых структур с нижним планарным расположением металлических электродов (рис. 1). Такие структуры находят применение при измерениях токопереноса в a -Si:H и при исследовании свойств этого материала с помощью метода постоянного фототока (МПФ) [2,3]. Удаление ОПЗ из приповерхностного слоя полупроводника лишает вас возможности контролировать кинетику фотоэлектрических процессов в структуре через измерения ПФЭДС. В такой ситуации необходимо выбрать другой экспериментально измеряемый параметр, тесно связанный с кинетикой фотоэлектрических процессов. Кроме того, необходимо получить соотношения, описывающие взаимосвязь $F(\hbar\omega)$ с выбранным параметром и диффузионной длиной носителей заряда в материале.

Для решения поставленных задач представляется перспективным использование МПФ в ранее не изучавшейся области, т.е. при таких значениях коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$, когда в исследуемом образце выполняется соотношение $\alpha(\hbar\omega) \cdot d \geq 1$ (здесь d — толщина полупроводниковой пленки). Введем обозначение $v = d - w$. В структуре, представленной на рис. 1, определяющими становятся процессы, происходящие в квазинейтральной области. В качестве исходного уравнения, описывающего процессы генерации, диффузии и рекомбинации носителей заряда в этой

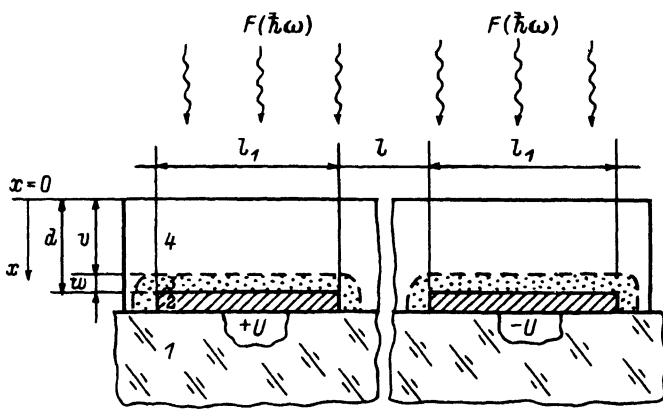


Рис. 1. Структуры с нижним планарным расположением металлических электродов. 1 — диэлектрическая подложка, 2 — металлические электроды, 3 — ОПЗ в полупроводниковом материале, 4 — квазинейтральная область полупроводника; l_1 — ширина металлических электродов, l — расстояние между электродами, d — толщина полупроводниковой пленки, w — толщина ОПЗ, v — толщина квазинейтральной области. При измерениях с помощью МПФ к электродам приложено постоянное напряжение U ; структура освещается зависящим от $\hbar\omega$ потоком фотонов $F(\hbar\omega)$.

области, можно воспользоваться [4] уравнением

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g - \frac{\delta n}{\tau} + \text{div} [D \cdot \text{grad} \delta n] + \mu \cdot E \cdot \text{grad} \delta n, \quad (1)$$

где δn — зависящая от координат избыточная концентрация электронов (дырок), g — скорость генерации носителей заряда, τ — время их жизни до рекомбинации, μ — амбиполярная дрейфовая подвижность, E — напряженность электрического поля, D — коэффициент амбиполярной диффузии.

В одномерном случае граничные условия задачи определяются [4] равенствами

$$D \frac{\partial \delta n}{\partial x} \Big|_{x=0} = s_1 \delta n(0); \quad D \frac{\partial \delta n}{\partial x} \Big|_{x=v} = -s_2 \delta n(v), \quad (2)$$

где s_1 и s_2 — скорости поверхностной рекомбинации на внешней поверхности структуры и на границе раздела квазинейтральная область — ОПЗ соответственно (рис. 1).

Если принять одно из исходных предположений [1], заключающееся в возможности пренебречь влиянием электрического поля на движение носителей заряда в квазинейтральной области структуры, то в соответствии с [4] решение уравнения (1) с граничными условиями (2) или $\alpha(\hbar\omega)$, удовлетворяющих неравенству $\alpha(\hbar\omega) \cdot d \geq 1$ (за исключением частного случая $\alpha(\hbar\omega) \cdot L \equiv 1$), имеет вид

$$\delta n(x) = C \cdot \{A \cdot \exp(-x/L) + B \cdot \exp(x/L) + \exp[-\alpha(\hbar\omega) \cdot x]\}, \quad (3)$$

где

$$C = \frac{F(\hbar\omega) \cdot \tau \cdot \alpha(\hbar\omega) \cdot [1 - R(\hbar\omega)]}{[1 + \alpha(\hbar\omega) \cdot L] \cdot [1 - \alpha(\hbar\omega) \cdot L]},$$

$$A = -\frac{1}{2N} \left\{ [s_1 + \alpha(\hbar\omega) \cdot D] \cdot \left(\frac{D}{L} + s_2 \right) \cdot \exp(v/L) + \right. \\ \left. + [s_2 - \alpha(\hbar\omega) \cdot D] \cdot \left(\frac{D}{L} - s_2 \right) \cdot \exp[-\alpha(\hbar\omega) \cdot v] \right\},$$

$$B = -\frac{1}{2N} \left\{ [s_1 + \alpha(\hbar\omega) \cdot D] \cdot \left(\frac{D}{L} - s_2 \right) \cdot \exp(v/L) + \right. \\ \left. + [s_2 - \alpha(\hbar\omega) \cdot D] \cdot \left(\frac{D}{L} + s_2 \right) \cdot \exp[\alpha(\hbar\omega) \cdot v] \right\},$$

$$N = \left(s_1 \cdot s_2 + \frac{D}{\tau} \right) \cdot \text{sh}(v/L) + (s_1 + s_2) \cdot \frac{D}{L} \cdot \text{ch}(v/L),$$

$R(\hbar\omega)$ — величина коэффициента отражения света поверхностью образца при заданном значении энергии фотонов.

Все носители заряда, достигшие границы $x = v$, разделяются электрическим полем ОПЗ в зависимости от их знака. Если работа выхода металла меньше работы выхода полупроводникового материала, то полем ОПЗ втягиваются электроны, в противоположном случае — дырки. Это не означает, что измеряемая диффузионная длина относится к электронам (дыркам), поскольку в квазинейтральной области структуры диффузии носителей заряда является амбиполярной. Указанное обстоятельство дает основания считать рассматриваемые соотношения применимыми к структурам, создаваемым на базе различных полупроводниковых материалов и металлов. Следуя [1], рекомбинацией в ОПЗ мы пренебрегаем, поэтому считаем, что все носители определенного знака, достигшие границы раздела квазинейтральной области и ОПЗ, без потерь переносятся полем к металлическим электродам и дают вклад в фототок. В такой ситуации можно положить $s_2 = 0$ (для последующих выкладок достаточно $s_2 \ll \alpha(\hbar\omega) \cdot D$). Для не защищенной от воздействий среды внешней поверхности полупроводникового материала разумно принять $s_1 \gg \alpha(\hbar\omega) \cdot D$. Из сказанного выше следует, что экспериментально измеряемая величина фототока определяется избыточной концентрацией носителей заряда при $x = v$. Выполняя преобразования выражений (3) с учетом принятых значений s_1 , s_2 и x и при условии постоянного фототока образца, получаем

$$F\hbar\omega = 2 \frac{\text{const} \cdot \text{ch}(v/L) \cdot [1 + \alpha(\hbar\omega) \cdot L] \cdot [1 - \alpha(\hbar\omega) \cdot L]}{\alpha(\hbar\omega) \cdot [1 - R(\hbar\omega)] \cdot G}, \quad (4)$$

где

$$G = \exp\{-(v/L) \cdot [\alpha(\hbar\omega) \cdot L - 1]\} [\alpha(\hbar\omega) \cdot L + 1] - 2.$$

Далее рассмотрим два случая: а) $\alpha(\hbar\omega) \cdot L < 1$; $v \geq 3L$; в этом случае равенство (4) преобразуется к виду

$$F(\hbar\omega) \cdot \exp[-\alpha(\hbar\omega) \cdot v] [1 - R(\hbar\omega)] = \text{const} \cdot [1/\alpha(\hbar\omega) - L]; \quad (5)$$

$$b) \alpha(\hbar\omega) \cdot L > 1; v \geq 3L;$$

$$F(\hbar\omega) \cdot [1 - R(\hbar\omega)] \cdot \alpha(\hbar\omega) = \text{const} \cdot \{[\alpha(\hbar\omega)]^2 - 1/L^2\}. \quad (6)$$

На первый взгляд решение (а) кажется предпочтительным, поскольку левая часть уравнения линейно зависит от $1/\alpha(\hbar\omega)$, что позволяет графически определять величину (5) по схеме, аналогичной рассмотренной в [1]. Однако экспоненциальная зависимость левой части уравнения от экспериментально определяемого произведения $\alpha(\hbar\omega) \cdot v$ делает ее крайне неустойчивой по отношению к погрешностям определения v и $\alpha(\hbar\omega)$. Поэтому далее использовалось соотношение (6), лишенное столь существенного недостатка. Из-за квадратичной зависимости правой части (6) от $\alpha(\hbar\omega)$ процедура графического определения L становится несколько менее наглядной, однако при компьютерной обработке экспериментальных данных этот недостаток несуществен.

Таким образом, использование МПФ в области $\alpha(\hbar\omega) \cdot d \geq 1$ в структурах с нижним планарным расположением металлических электродов (рис. 1) позволяет экспериментально определять диффузионную длину носителей заряда в полупроводниковых материалах путем линейной экстраполяции зависимости $F(\hbar\omega) \cdot [1 - R(\hbar\omega)] \cdot \alpha(\hbar\omega)$ от $\alpha(\hbar\omega)^2$. Изложенная методика применима для полупроводников с различной степенью разупорядочения; необходимыми условиями ее применимости к материалу являются его достаточно высокая фоточувствительность и выполнимость соотношения $1/L^2 \approx \alpha(\hbar\omega)^2$ в области края поглощения.

С формальной точки зрения описанная в [1] методика измерения L и новый подход, предлагаемый в настоящей работе, имеют немало общего.

1) В обоих случаях используются структуры, состоящие из двух областей: ОПЗ и квазинейтральной области.

2) Уравнения, описывающие токоперенос в новой методике, сводятся к одномерным, если наложить ограничения на соотношения размеров структуры, показанной на рис. 1. В частности, на практике обычно используются структуры с $d/l \ll 1$; в то же время $l_1 \geq l$, так что над большей частью металлических электродов движение избыточного (создаваемого освещением) потока заряженных частиц будет направлено перпендикулярно поверхности раздела металл-диэлектрик. В известной методике одномерность задачи обусловлена использованием для измерений "сэндвич"-структур.

3) В общих методиках поток $F(\hbar\omega)$ изменяется таким образом, чтобы поддерживать постоянное значение экспериментально контролируемого параметра: ПФЭДС в методике [1] и фототока в новой методике.

4) Диапазоны изменения коэффициента поглощения ($5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-4} \leq \alpha(\hbar\omega) \leq 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$) и энергии фотонов ($1.65 \leq \hbar\omega \leq 4.0 \text{ эВ}$); оба диапазона для $a\text{-Si:H}$ практически совпадают в обеих методиках, что позволяет сопоставлять полученные с их помощью результаты.

Описанная выше методика определения диффузионной длины носителей заряда была использована для исследований образцов $a\text{-Si:H}$, полученных ВЧ распылением кремниевой мишени в атмосфере аргон-водород с соотношением компонентов 10:1. Варьируемым технологическим параметром являлась температура подложки ($T_{\text{п}}$), на которую выносились

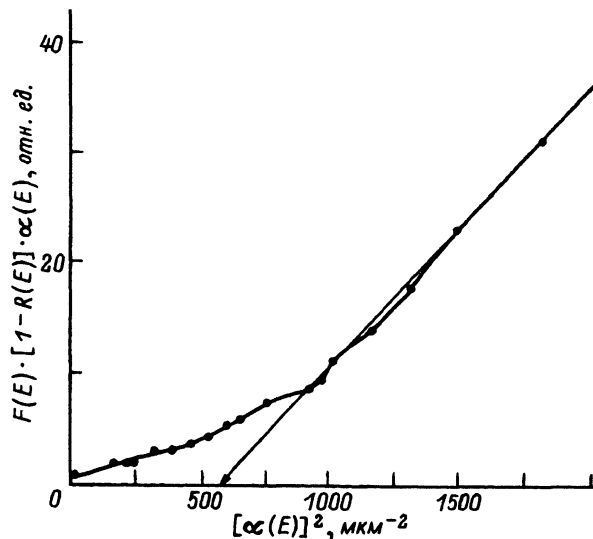


Рис. 2. Определение диффузионной длины носителей заряда по данным МПФ. Энергия фотонов $\hbar\omega$ обозначена здесь как E , $L = 416 \text{ \AA}$.

пленки $a\text{-Si:H}$. Остальные параметры технологического процесса поддерживались неизменными при напылении всех образцов данной серии. Толщина пленок $a\text{-Si:H}$ составляла $0.7\text{--}1.1 \text{ мкм}$. Подробнее методика и режимы получения образцов, исследованных в настоящей работе, приведены в [5]. Фотоэлектрические измерения проводились на структурах, в которых пленки $a\text{-Si:H}$ осаждались на ситалловые подложки с предварительно нанесенными планарными никелевыми электродами, расстояние между электродами составляло 140 мкм . Для определения содержания водорода в полученных пленках методом ИК спектроскопии они наносились на полированные пластины кремния марки КДБ-10. Оптические измерения в области края поглощения также выполнялись на структурах пленка-подложка, в которых в качестве подложки использовалось стекло.

Описание экспериментального оборудования, использовавшегося для измерений характеристик $a\text{-Si:H}$ с помощью МПФ, приведено в [6]. Расчет значений коэффициента оптического поглощения выполнялся с помощью методики, аналогичной описанной в [7]. Исходными данными для расчетов являлись спектры отражения исследованных пленок в диапазоне энергий фотонов $1.5 \leq \hbar\omega \leq 6.0 \text{ эВ}$.

На рис. 2 приведена построенная с помощью компьютера зависимость $F(\hbar\omega) \cdot [1 - R(\hbar\omega)] \cdot \alpha(\hbar\omega)$ от $\alpha(\hbar\omega)^2$ для одного из образцов $a\text{-Si:H}$ исследованной серии и иллюстрируется метод графического определения L . Измерения проведены при напряжении на структуре $U = 100 \text{ В}$. На рис. 3 приведена зависимость полученных значений диффузионной длины от обратной величины температуры подложки $T_{\text{п}}$. На этом же графике приведены зависимости от указанного технологического параметра среднего радиуса (R) столбов в пленках и содержание водорода в них в виде SiH и SiH_2 комплексов. Величина R рассчитывалась по формуле $R = (\pi \cdot$

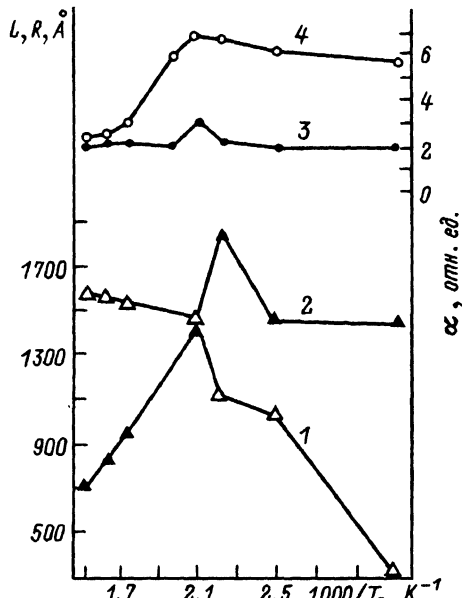


Рис. 3. Зависимость электрофизических параметров приготавливаемых ВЧ распылением пленки $a\text{-Si:H}$ от обратной температуры подложки.

1 — диффузионной длины носителей заряда L , определенной методом постоянного фототока ($U = 100$ В); 2 — среднего радиуса столбов в пленке R , рассчитанного по результатам электронно-микроскопических исследований поверхности; 3 — рассчитанного по пропусканию в ИК области ($k \approx 2000$ см^{-1}) максимального коэффициента поглощения пленки, пропорционального содержанию в них SiH комплексов; 4 — рассчитанного по пропусканию в ИК области ($k \approx 2100$ см^{-1}) максимального коэффициента поглощения пленок, пропорционального содержанию в них SiH_2 комплексов.

$\cdot K)^{-0.5}$, в которой K обозначает среднюю плотность столбов на поверхности пленок, определенную экспериментально с помощью электронно-микроскопических исследований [8]. Содержание SiH_n ($n = 1, 2$) комплексов в пленках определялась обычным способом по поглощению в области $k = 2000$ см^{-1} (SiH комплексы) и $k = 2100$ см^{-1} (SiH_2 комплексы); k — волновое число [9]. Все экспериментальные исследования в данной работе выполнены при комнатной температуре.

Сопоставление графиков на рис. 3 позволяет сделать вывод об отсутствии корреляции между изменением среднего радиуса столбов в пленках и изменением L . В принципе такой результат не является неожиданным, поскольку поверхность «столбов» может ограничивать длину диффузии носителей заряда, движущихся параллельно внешней поверхности пленки, а уравнения (1)–(6) описывают диффузионный поток носителей заряда, направленный перпендикулярно внешней поверхности пленки и вдоль образующей столбов (если исходить из того, что столбы имеют цилиндрическую форму).

С другой стороны, резкое уменьшение диффузионной длины наблюдается в пленках с высокой концентрацией SiH_2 комплексов. Природа такой корреляции все еще остается не вполне ясной; следует, однако, отметить, что влияние SiH_2 комплексов на процессы токопереноса в пленках $a\text{-Si:H}$ наблюдалось и другими авторами [10]. Содержание SiH комплексов в исследованных пленках почти не зависит от T_n (рис. 3) и не может являться причиной обнаруженных изменений диффузионной длины.

Напомним, что одно из условий, при котором выведены соотношения (5) и (6), заключается в выполнении неравенства $v \geq 3L$. Сравнивая толщину исследованных пленок с приведенными выше значениями L , следует признать, что данное условие выполняется с запасом.

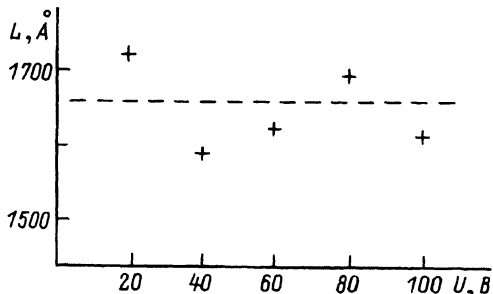


Рис. 4. Влияние приложенного к структуре внешнего напряжения U на величину экспериментально определяемой диффузионной длины для одной из пленок, исследованных в настоящей работе.

Полученные для исследованных в настоящей работе пленок значения L приблизительно на порядок величины меньше значений, найденных Муром [11], что, вероятно, обусловлено различиями методов и условий приготовления пленок аморфного кремния.

В заключение следует остановиться еще на одном аспекте описанной методики. Речь идет о правомерности предположения о пренебрежимо малом влиянии на движение носителей заряда в квазинейтральных областях исследуемых структур электрического поля, в том числе и создаваемого в полупроводнике за счет приложения к структуре внешнего напряжения U . На рис. 4 приведен график зависимости от U диффузионной длины, определенной с помощью МПФ в одном из образцов a -Si:H (полученном при $T_n = 350^\circ \text{C}$). Очевидно, что изменения L следует целиком отнести за счет погрешности измерений, выполненных при различных значениях U , и разброс значений L в пределах 7% от среднего значения не может быть объяснен пятикратным увеличением напряженности внешнего электрического поля в образце. Таким образом, мы получили экспериментальное подтверждение правомерности указанного предположения.

Список литературы

- [1] Morre A.R. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 1. P. 222-228.
- [2] Vanecek M., Kocka J., Stuchlik J. et al. // Sol. St. Commun. 1981. Vol. 39. P. 1199-1202.
- [3] Shimizu T., Xu X., Kidoh H. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 10. P. 5045-5049.
- [4] Аут И., Генцов Д., Герман К. // Фотоэлектрические явления. Пер. с нем. М., 1980. 208 с.
- [5] Филиков В.А., Сурогин Л.И., Пугачев Г.А. и др. // Изв. СО АН СССР. Сер. техническая. 1990. № 5. С. 109-113.
- [6] Лигачев В.А., Филиков В.А. // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 1. С. 133-137.
- [7] Лей Л. // Физика гидрогенизированного аморфного кремния / Под ред. Дж. Джоунопулоса, Дж. Люковски. Ч. II. М.: Мир, 1988. 488 с.
- [8] Ligachov V.A. // 35 Intern. Wissenschaftl. Koll. Ilmenau (DDR), 1990. Ht4. S. 56-59.
- [9] Fang C.J., Gruntz K.J., Ley L. et al. // J. Non-Cryst. Sol. 1980. Vol. 35. & 36. P. 255-260.
- [10] Шимизу Е. // Аморфные полупроводники и приборы на их основе. М., 1986. С. 81-93.

Московский энергетический институт

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.
В окончательной редакции
22 января 1992 г.