

УДК 621.382

## СЛАБОСИГНАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ПОЛЯ В ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

© 2009 г. С.В. Тихов<sup>1</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>2</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, П.А. Шиляев<sup>1</sup>, С.А. Денисов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

<sup>2</sup> Нижегородский научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ

tikhov@phys.unn.ru

Поступила в редакцию 28.04.2009

Показано, что малосигнальный метод измерения подвижности в эффекте поля обладает высокой информативностью в отношении тонких слоев кремния на сапфире, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Он позволяет определять состояние поверхности Si и границы раздела Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в слоях кремния толщиной до 0.3 мкм. Определены также значения дрейфовых подвижностей носителей заряда и параметры центров захвата на этих поверхностях.

*Ключевые слова:* гетероструктуры, кремний на сапфире, эффект поля.

### Введение

Монокристаллические пленки кремния субмикронной толщины на изолирующих подложках могут быть использованы для создания комплементарных полевых нанотранзисторов [1, 2] со структурой металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) в быстродействующих и радиационно стойких интегральных схемах. Обычно такие пленки получают методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) на подложках сапфира [3]. Известно, что они обладают значительно худшими электрофизическими характеристиками (высокая дефектность, низкие подвижность и времена жизни) по сравнению с гомоэпитаксиальными пленками кремния из-за различия в параметрах решеток и коэффициентах термического расширения [3]. Однако, несмотря на эти, вероятно, непреодолимые недостатки, наличие изолирующей подложки в значительной мере их компенсирует с точки зрения упрощения компоновки схемы, отвода тепла, возможностей миниатюризации и изоляции элементов.

В то же время слои кремния на сапфире (КНС), полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), имеют лучшую структуру [4] и большую подвижность носителей заряда [5] по сравнению со слоями, полученными методом ГФЭ. Однако изучению эффекта поля в слоях КНС, полученных методом МЛЭ, уделялось мало внимания. В настоящей работе представлены результаты исследования малосигнального эффекта поля в слоях КНС методом Монтгомери – Эгрейна [6]. Отметим,

что этот метод вообще не применялся к слоям КНС, а между тем обладает значительной простотой и, как будет показано, весьма информативен по отношению к тонким слоям КНС.

### Методика получения и исследования

Слои КНС толщиной  $d = 0.3\text{--}1$  мкм выращивались методом МЛЭ в безмасляном вакууме не хуже  $10^{-7}$  мм рт. ст. при температурах подложки 700, 750, 850°C. В качестве испарителя использовались бруски, вырезанные из кремния марки КЭФ-0.005. В таблице приведены некоторые параметры образцов, усредненные по объему: удельное сопротивление  $\rho$ , подвижность в эффекте Холла  $\mu_n$ , концентрация равновесных электронов  $n_0$ . Высокая концентрация электронов в слое толщиной 0.3 мкм получалась только после легирования ионами фосфора (образец 4).

Эффект поля (ЭП) исследовался в разборных структурах металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) типа полевых транзисторов с пластинкой слюды  $\sim 10$  мкм в качестве диэлектрика со стороны поверхности пленки Si. Для исследования ЭП на границе раздела Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на поверхность сапфира наносился металлический управляющий электрод. К слою Si создавались токовые омические контакты из Au/Sb (10%) или Sn/Sb (10%). В созданных структурах измерялась частотная зависимость подвижности в эффекте поля  $\mu_F$  методом Монтгомери – Эгрейна [6–8] в интервале частот  $f$   $1.8 \cdot 10^4\text{--}1.8 \cdot 10^6$  Гц. Для определения механизма захвата в исследованных слоях и определения параметров цен-

тров захвата измерялись частотные зависимости подвижности в эффекте поля при разных температурах (80–480 К). Проводились также параллельные измерения электропроводности для выяснения механизма рассеяния носителей заряда в полученных слоях.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

Малосигнальная частотная зависимость подвижности в эффекте поля  $\mu_F$  при монополярном эффекте поля дает возможность определять дрейфовую подвижность основных носителей на высокой частоте, когда нет захвата носителей на поверхностные или объемные ловушки в

пленке [9]. При наличии захвата по частотной и температурной зависимости можно определять время релаксации в эффекте поля  $\tau_F$ , сечение захвата  $\sigma_t$  и энергетическое положение центров захвата  $E_t$  в запрещенной зоне полупроводника. Частотную зависимость подвижности в эффекте поля удалось исследовать в слабо легированных слоях КНС *n*-типа ( $\rho = 0.1\text{--}10\text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) с относительно хорошими омическими токовыми контактами.

Близость значений подвижности электронов в эффекте Холла (см. таблицу и рис. 1) к значениям подвижности в эффекте поля на высокой частоте  $\mu_{F\infty}$  ( $f \sim 10^6$  Гц) на поверхности относительно толстых слоев кремния ( $>0.5$  мкм) позволяет сделать заключение о наличии монопо-

Таблица

Некоторые параметры КНС-структур

Образец	$T_s$ , °C	$d_s$ , мкм	$\rho$ , Ом·см	$n_0$ , см <sup>-3</sup>	$\mu_H$ , см <sup>2</sup> /В·с
1	750	1.0	0.36	$8.6 \cdot 10^{16}$	201
2	850	1.0	0.27	$2.3 \cdot 10^{17}$	100
3	750	1.0	0.28	$6.9 \cdot 10^{16}$	318
4	700	0.3	1.62	$1.1 \cdot 10^{17}$	58
5	700	1.0	0.42	$3.5 \cdot 10^{16}$	400

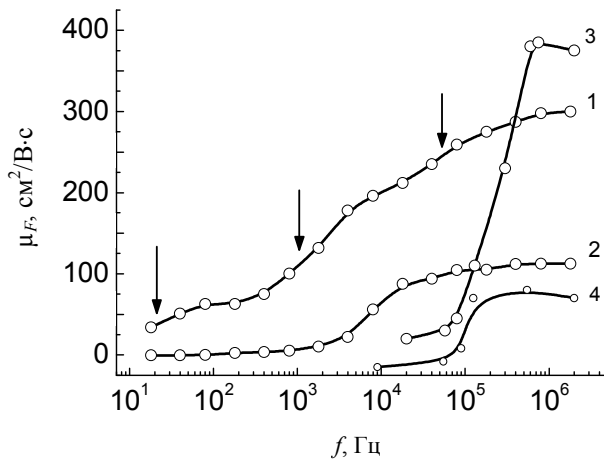


Рис. 1. Зависимость подвижности в эффекте поля от частоты. Токовые контакты из Au/Sb. Кривые 1, 2 – для образца № 3 толщиной 1 мкм. Кривые 3, 4 – для образца толщиной 0.55 мкм. Кривые 1, 3 – Si/слода, кривые 2, 4 – Si/сапфир

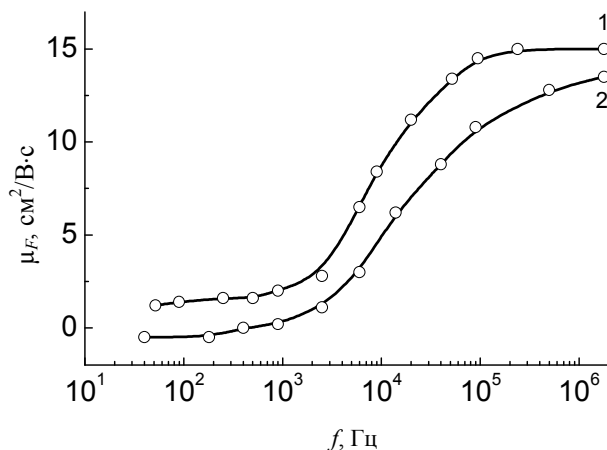


Рис. 2. Зависимость подвижности в эффекте поля от частоты для легированного ионами фосфора образца КНС толщиной 0.3 мкм. Кривая 1 – Si/слода, кривая 2 – Si/сапфир

лярного эффекта поля в этих слоях КНС и обеднения поверхности Si электронами. Частотная дисперсия подвижности в таком случае может быть объяснена захватом электронов на объемные или поверхностные ловушки [9]. На рис. 1, 2 приведены частотные зависимости подвижности для слоев КНС различной толщины с примерно одинаковым уровнем легирования  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Из рис. 1, 2 видно, что подвижность растет с ростом частоты и достигается ее насыщение при высоких частотах. В области насыщения подвижность равна дрейфовой подвижности электронов на поверхности пленки кремния или на границе Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Для относительно толстых слоев Si (>0.5 мкм) дрейфовая подвижность на поверхности пленки кремния близка к холловской (300–400 см<sup>2</sup>/В·с) и в 4–10 раз больше, чем на границе с сапфиром (рис. 1, ср. кривые 1, 2). Различие в подвижностях практически исчезает в слое толщиной 0.3 мкм (рис. 2, ср. кривые 1, 2), так как толщина области пространственного заряда (ОПЗ) в этих слоях порядка толщины пленки. Значения электронной дрейфовой подвижности в этих слоях более чем на порядок ниже аналогичных значений в относительно толстых слоях. Вероятно, это объясняется повышенной дефектностью тонкого слоя из-за близости границы с сапфиром и рассеянием от границ пленки кремния (толщина пленки сравнима с длиной свободного пробега электронов). В области низких частот во всех образцах наблюдается резкое уменьшение подвижности на границе с сапфиром вплоть до смены ее знака. Этот результат свидетельствует о наличии инверсии проводимости в кремнии на границе с сапфиром.

Значения дырочной подвижности очень низкие ( $\sim 1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ), что связано, вероятно, с сильным захватом дырок на этой границе. На по-

верхности кремния в этих условиях подвижность в толстых слоях ( $\sim 1 \text{ мкм}$ ) остается относительно большой и сохраняет электронный тип, что отвечает истощенному слою на поверхности пленки кремния. Наличие инверсионного слоя на границе Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> может затруднить создание МДП-транзисторов на *n*-типе пленки кремния из-за возможности шунтирования этим слоем активного *p*-канала. Так как малосигнальная подвижность в эффекте поля при наличии истощенного или слабо инверсионного слоя измеряется на границе ОПЗ с квазинейтральным объемом полупроводника, то для того чтобы исследовать захват на разных границах раздела пленки кремния и выявлять различия в их совершенстве, необходимо производить измерение эффекта поля на этих границах для слоев, толщина которых значительно больше ОПЗ. В связи с этим такие измерения были проведены на слое кремния толщиной 1 мкм с уровнем легирования  $\sim 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Время релаксации  $\tau_F$  в случае захвата на моноэнергетический уровень ловушки может быть найдено из частотной зависимости подвижности в виде ступеньки по формуле [8]

$$\mu_F = \mu_{F0} - (\mu_{F0} - \mu_{F0}) / (1 + \omega^2 \tau_F^2), \quad (1)$$

где  $\mu_{F0}$  – низкочастотная подвижность в эффекте поля,  $\omega$  – круговая частота измерений. В некоторых случаях экспериментальные частотные кривые оказывались шире теоретических зависимостей или с несколькими ступеньками (рис. 1, кривая 1), что объясняется захватом на континуум или набор дискретных уровней. В исследованных образцах наблюдался набор дискретных уровней с временами релаксации  $\sim 10^{-2} - 10^{-6} \text{ с}$ .

На рис. 3 показаны зависимости проводимости  $\Sigma$  (кривая 1) и подвижности в эффекте поля

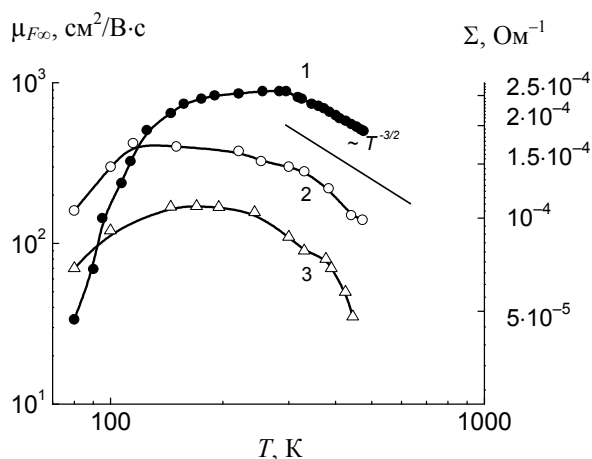


Рис. 3. Зависимости проводимости  $\Sigma$  и высокочастотной подвижности в эффекте поля  $\mu_{F\infty}$  для слоя КНС толщиной 1 мкм (образец № 3). 1 –  $\Sigma$ , 2 –  $\mu_{F\infty}$  на поверхности Si, 3 –  $\mu_{F\infty}$  на границе Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

на высокой частоте  $\mu_{F_{\infty}}$  в толстой пленке на поверхности кремния (кривая 2) и на границе раздела кремний/сапфир (кривая 3). Обе подвижности были электронными и равнялись дрейфовым практически во всем диапазоне температур. В области температур выше 300 К подвижности и проводимость почти синхронно падали с ростом температуры из-за теплового механизма рассеяния носителей заряда. В области температур ниже 200 К преобладал механизм рассеяния носителей на заряженных дефектах [10]. В этой области проводимость значительно сильнее меняется по сравнению с подвижностью, что может быть связано с отрицательным зарядением поверхности пленки кремния при охлаждении, обычно наблюдаемом на окисленных кремниевых поверхностях. Это явление хорошо известно, и на нем даже основан температурный метод Грея – Брауна определения плотности поверхностных состояний [11].

На рис. 4, 5 показаны частотные зависимости подвижности в эффекте поля при разных температурах, измеренные на поверхности Si и на границе Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> КНС-структуры с толщиной слоя 1 мкм (образец 3). Видно, что в области пониженных температур можно выделить на релаксационных кривых несколько ступенек, соответствующих захвату на разные ловушки (отмечено стрелками на рис. 1, 4, 5). В области повышенных температур (> 300 К) релаксация хорошо описывается формулой (1) (ср. кривые 6, 8 на рис. 4), справедливой для захвата на моноуровень. Для границы Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> такой уровень можно выделить также в низкотемпературной области (рис. 5, кривые 2, 3). Сдвиг области дисперсии в область больших частот с ростом температуры (уменьшение времени релаксации) обусловлен возрастанием скорости эмиссии электронов с ловушечных уровней.

При приложении малого переменного измеряющего напряжения к управляющему электроду время релаксации эффекта поля определяется соотношением времен процессов захвата электронов на ловушки и эмиссией электронов из ловушек. Согласно теории [12], при приложении положительного тестирующего напряжения захват на моноэнергетический уровень происходит с постоянной времени  $\tau_t$

$$\tau_t = [\gamma_n (n_1 + n_0)]^{-1} = (e_n + \gamma_n n_0)^{-1}, \quad (2)$$

где  $\gamma_n$  – коэффициент захвата на ловушку,  $n_1 = N_c \times \exp[(E_c - E_t)/kT]$ ,  $n_0 = N_c \cdot \exp[(E_{fn} - E_c)/kT]$ ,  $N_c$  – плотность состояний в зоне проводимости Si,  $E_c$  – край зоны проводимости Si,  $E_{fn}$  – поло-

жение уровня Ферми в Si,  $E_t$  – энергия ловушечного уровня,  $e_n$  – скорость эмиссии из ловушки. Время эмиссии  $\tau$  при приложении отрицательного напряжения равно [12]

$$\tau = e_n^{-1} = (\sigma_n u_{Tn} N_c)^{-1} \exp[(E_c - E_t)/kT] = (\sigma_n b_n T^2)^{-1} \exp[(E_c - E_t)], \quad (3)$$

где  $\sigma_n$  – сечение захвата на ловушку электрона,  $u_{Tn}$  – тепловая скорость электрона, для Si  $b_n = 6.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$ . При выполнении условия  $n_0 \gg n_1$  (выполняется для относительно глубоких ловушек) захват происходит значительно быстрее, чем выброс, и в целом время  $\tau_F$  будет определяться более медленным временем эмиссии. В этом случае из формулы (3) получаем

$$\ln(\tau T^2) = -\ln(\sigma_n b_n) + (E_c - E_t)/kT. \quad (4)$$

Если пренебречь температурной зависимостью сечения захвата и энергии ионизации, то (4) – уравнение прямой в координатах  $\ln(\tau T^2)$ ,  $1/kT$ . Тангенс угла наклона этой прямой равен энергии ионизации уровня ловушки, а сама прямая отсекает на оси ординат отрезок, равный  $-\ln(\sigma_n b_n)$ . С помощью формул (1) и (4) был проведен анализ температурных зависимостей кинетических кривых полевой подвижности. Оказалось возможным выделить на рис. 4 и 5 области, связанные с захватом на моноуровни ловушек при повышенных температурах на обеих границах и в области пониженных температур на границе Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (отмечено вертикальными линиями на рис. 5). Эти результаты представлены на рис. 6. По прямолинейным участкам зависимостей  $\lg(\tau_F T^2) \sim 10^3/T$  в соответствии с теорией определены значения глубины залегания ловушечных уровней и их сечения захвата. Оказалось, что на поверхности Si доминирует захват на уровень  $E_c - E_t \approx 0.33 \text{ эВ}$  с  $\sigma_n \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а на границе раздела Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> выявляется захват на два более мелких уровня с параметрами 0.18 эВ,  $1.5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$  (в области температур выше комнатной) и 0.11 эВ,  $4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$  (в области температур ниже комнатной). Судя по значениям сечения захвата, все эти уровни являются акцепторами с кулоновским барьером. Близкие по параметрам уровни в пленках КНС *n*-типа, полученных методом ГФЭ, были выявлены авторами работ [13, 14] на основе измерения методом термостимулированного разряда конденсатора. Полученные энергетические параметры центров также близки к вакансиям и дивакансиям в монокристаллах кремния [15]. Эти результаты позволяют сделать предварительное заключение об объемной природе обнаруженных ловушек.

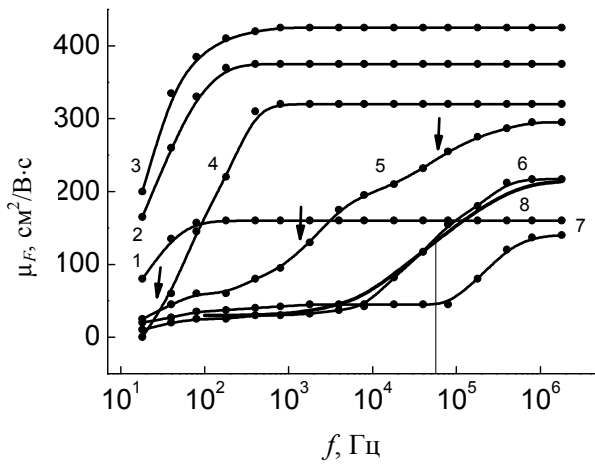


Рис. 4. Зависимость подвижности в эффекте поля от частоты для слоя КНС толщиной 1 мкм в ячейке со слюдой (образец № 3).  $T$ , К: 1 – 80, 2 – 115, 3 – 220, 4 – 253, 5 – 300, 6 – 383, 7 – 472. Кривая 8 – теоретическая кривая при 383 К, построенная по выражению (1)

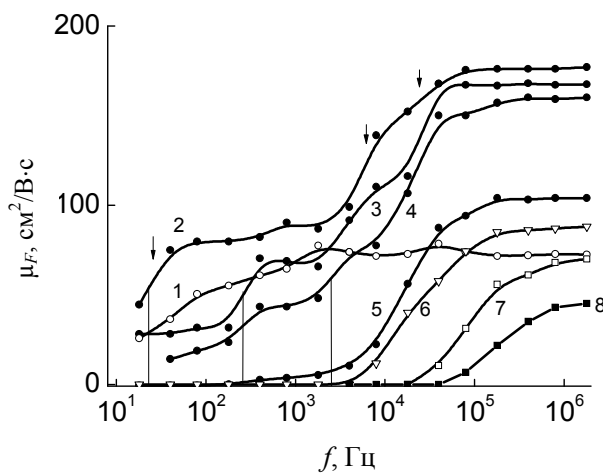


Рис. 5. Зависимость подвижности в эффекте поля от частоты для пленки КНС толщиной 1 мкм на границе кремний/сапфир (образец № 3).  $T$ , К: 1 – 80, 2 – 145, 3 – 195, 4 – 243, 5 – 300, 6 – 330, 7 – 390, 8 – 425

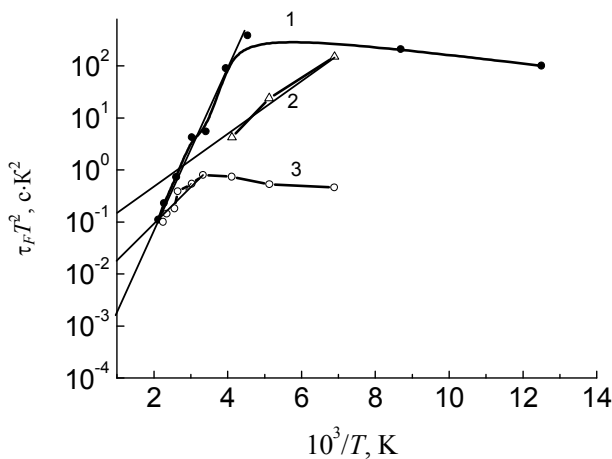


Рис. 6. Зависимости  $\tau_F T^2$  от  $10^3/T$  для слоя КНС толщиной 1 мкм. Кривая 1 – Si; кривые 2, 3 – Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Однако окончательный вывод об этом может быть сделан только после исследования влияния на кинетику эффекта поля изменения поверхностного потенциала. Такие исследования будут проведены в будущем в МДП-структурах, изготовленных на основе КНС-структур. Заметим, что широко распространенные методы определения параметров ловушек: метод термостимулированного разряда конденсатора, а

также и еще более сложный метод нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней – информативно ограничены по сравнению с методом эффекта поля, так как не дают возможности наряду с параметрами ловушек определять такие важные для практического применения характеристики слоев, как дрейфовая подвижность и подвижность в эффекте поля.

### Заключение

Исследован слабосигнальный эффект поля в тонких ( $0.3 \div 1$  мкм) слоях Si *n*-типа на сапфире, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, на разных границах раздела: Si – воздух и Si – сапфир. Показано, что эффект поля на поверхности Si носит монополярный характер и сопровождается захватом электронов. На границе раздела Si – сапфир наблюдается слабая инверсия и сильный захват как дырок, так и электронов. Подвижность в эффекте поля на высокой частоте ( $\sim 10^6$  Гц) на обеих границах определяется дрейфовой подвижностью электронов. В относительно толстых слоях ( $> 0.5$  мкм) дрейфовая подвижность на поверхности кремния ( $300\text{--}500$  см<sup>2</sup>/В·с) в 4–10 раз выше подвижности на границе кремний – сапфир. В слое толщиной 0.3 мкм эти подвижности близки и более чем на порядок ниже аналогичных значений в толстых слоях. Установлено, что электронный захват в толстых ( $\sim 1$  мкм) слоях происходит на разные объемные ловушки вблизи поверхности Si с глубиной залегания 0.33 эВ, а вблизи поверхности Si – сапфир – 0.11 и 0.18 эВ.

Работа выполнена при поддержке гранта Рособразования РНП 2.1.1/3626.

#### Список литературы

1. Wilk G.D., Wallace R.M., and Anthony J.M. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. P. 5243.

2. International Technology Roadmap for Semiconductor // 2001 ed ( Semiconductor Industry, San Jose, CA, 2001). P. 216.

3. Панков В.С., Цыбульников М.И. Эпитаксиальные кремниевые слои на диэлектрических подложках и приборы на их основе. М.: Энергия, 1979.

4. Светлов С.П., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. и др. // *ФТТ.* 2004. Т. 46. В. 1. С. 15.

5. Richmond E.D., Pellegrino J.G., Twigg M.E. et al. // *Thin Solid Films.* 1990. V. 192. P. 287.

6. Пека Г.П. Физика поверхности полупроводников. Киев, 1967.

7. Montgomery H.C. // *Phys. Rev.* 1957. V. 106. P. 441.

8. Юнович А.Э. // *ФТТ.* 1959. V. 1. P. 1092.

9. Тихов С.В., Карпович И.А., Мартынов В.В., Фунина Г.В. // *Известия вузов. Физика.* 1986. В. 4. С. 61.

10. Обзоры по электронной технике. Серия 6. Материалы. М.: ЦНИИ «Электроника», 1980. Выпуск 2 (705). С.1.

11. Овсяк В.Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск: Наука, 1984.

12. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука, 1981.

13. Тихомиров Г.В., Китченко Е.С., Коровин А.П. и др. // *Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы.* 1984. Вып. 4 (170). С. 21.

14. Kimerling L.S., De Angelis H.M., Diebold J.M. // *Sol. St. Comm.* 1975. V. 16. N. 1. P. 171.

15. Емцев В.В., Машовец Т.В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М.: Радио и связь,

### SMALL-SIGNAL FIELD EFFECT IN HETEROEPITAXIAL SILICON-ON-SAPPHIRE LAYERS PRODUCED BY MOLECULAR-BEAM EPITAXY

*S.V. Tikhov, V.G. Shengurov, D.A. Pavlov, P.A. Shilyaev, S.A. Denisov*

Small-signal measurement technique to study field-effect mobility has been shown to have high informativity in relation to thin silicon-on-sapphire layers produced by molecular beam epitaxy. This technique allows determining the state of the Si surface and Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> interface in Si layers with the thickness below 0.3 μm. The values of charge carrier drift mobility and trapping center parameters on these surfaces have also been determined.

*Keywords:* heterostructures, silicon on sapphire, field effect, small-signal measurement technique.

1981.