

- [2] С. М. Рывкин. Фотозлектрические явления в полупроводниках, 496. М. (1963).
- [3] D. L. Polla, A. K. Sood. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4908 (1980).
- [4] А. В. Войцеховский, Ю. В. Лиленко, Л. Н. Лимаренко, Е. П. Лопатинская. Матер. V Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам, 111. Львов (1980).
- [5] А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров. *ФТП*, **15**, 676 (1981).
- [6] А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров, В. И. Стафеев. *ФТП*, **15**, 1606 (1981).
- [7] А. В. Войцеховский, Ю. В. Лиленко. *ФТП*, **15**, 1457 (1981).
- [8] D. L. Polla, C. E. Jones. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5118 (1981).
- [9] D. L. Polla, M. B. Reine, C. E. Jones. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5132 (1981).
- [10] D. L. Polla, S. P. Tobin, M. B. Reine, A. K. Sood. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5182 (1981).
- [11] C. E. Jones, V. Nair, D. L. Polla. *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 248 (1981).
- [12] J. A. Mroczkowski, J. F. Shanley, M. B. Reine, P. Lo Vecchio, D. L. Polla. *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 261 (1981).
- [13] S. E. Schacham, E. Finkman. *J. Appl. Phys.*, **57**, 2001 (1985).
- [14] Н. С. Барышев, М. И. Ибрагимова, И. Б. Хайбуллин. Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам, 54. Львов (1986):
- [15] В. Г. Савицкий, В. К. Писаревский, М. И. Лозинская. Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной и полуметаллам, 153. Львов (1986).

Редактор: Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 10, 1992

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЕМКОСТНЫХ СПЕКТРОВ А-ЦЕНТРОВ, ВВОДИМЫХ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОННОЙ ОБРАБОТКЕ КРЕМНИЯ

В. И. Белявский, Ю. А. Капустин, В. В. Свиридов

Воронежский государственный педагогический институт, 396611, Воронеж, Россия
(Получено 1.10.1991. Принято к печати 27.04.1992)

Обнаруженные впервые в экспериментах по исследованию ЭПР в кремнии, облученном частицами высоких энергий, комплексы кислород—вакансия (А-центры [¹]) имеют энергию ионизации 0.17 эВ, сечение захвата электрона около 10^{-14} см² и энергию отжига 1.1—1.7 эВ [^{2, 3}]. Многочисленные исследования А-центров методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) показали, что обусловленный ими максимум в спектре НЕСГУ находится при температуре 80 К для времени релаксации 10 мс [²]. Импульсная фотонная обработка (ИФО) излучением ксеноновых ламп с плотностью потока $\sim 10^2$ Вт/см² и длительностью импульса ~ 0.1 с приводит к образованию глубоких центров с энергией термоионизации, сечением захвата и энергией диссоциации такими же, что и у А-центров [⁴]. Сравнение данных [²] и [⁴] приводится на рисунке.

Возникающим при ИФО центрам (локализованным в приповерхностном слое толщиной ~ 1 мкм) в отличие от А-центров, создаваемых облучением частицами высоких энергий, соответствует максимум НЕСГУ при температуре около 200 К при том же времени релаксации. Поэтому вывод об идентичности этих центров, в пользу которого, кроме совпадения основных параметров, свидетельствует их возникновение в результате механической обработки поверхности [⁵] и при окислении [⁶], а также анализ процесса их образования [⁷], требует дополнительной аргументации, которая приводится в настоящей работе.

Энергия термоионизации электрона с глубокого уровня в зону проводимости может быть определена как химический потенциал, т. е. потенциал Гиббса G в расчете на один электрон [^{8, 9}]. Принцип детального

К определению энергии термоионизации глубоких центров, наблюдавшихся в [2] (1) и в [4] (2).

равновесия позволяет связать скорость термоэмиссии электрона с глубокого центра (равную обратному значению времени релаксации τ) и сечение захвата электрона из зоны проводимости на глубокий центр, σ_n , с изменением потенциала Гиббса ΔG :

$$\tau = (\sigma_n \langle v_n \rangle N_c)^{-1} \exp(\Delta G/kT), \quad (1)$$

где $\langle v_n \rangle$ и N_c — средняя тепловая скорость и эффективная плотность состояний электронов [8, 9]. Предэкспоненциальный множитель в (1) степенным образом зависит от температуры: $\tau_0 = (\sigma_n \langle v_n \rangle N_c)^{-1} = (\sigma_n b_n T^2)^{-1}$, где, в случае n -Si, постоянная $b_n = 6.6 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ [10].

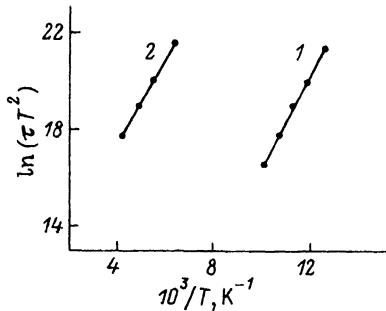
Нередко зависимостью химического потенциала ΔG от температуры и напряженного состояния кристалла можно пренебречь [11], тогда как в ряде случаев такое пренебрежение не оправдано. Так, наблюдавшаяся в [12] линейная зависимость ΔG от температуры и гидростатического сжатия приводит к изменению предэкспоненты τ_0 на так называемый энтропийный фактор [8, 9]. Различными значениями этого фактора для дефектов, возникающих при ИФО и при облучении частицами высоких энергий, можно, как показывается далее, объяснить существенную разницу в температурах наблюдаемых пиков НЕСГУ.

Полагая, что как при облучении кремния частицами высоких энергий, так и при ИФО возникают комплексы кислород—вакансия, приходится считать, что, собственно, энтропия ионизации [8, 9] подобного комплекса в обоих случаях одна и та же. Однако множественное возбуждение химических связей в приповерхностном слое во время ИФО [4, 7] приводит к увеличению скорости диффузионных процессов [13, 14] и, следовательно, к более эффективной релаксации внутренних напряжений, возникающих из-за несоответствия параметров решеток кремния и пленки естественного окисла на поверхности образца. Закалки термических напряжений при ИФО не происходит как ввиду практически однородного распределения температур в пластине, так и ввиду медленного (1 мин) охлаждения после импульсов, которые нагревали пластину не более чем до 500 °С. На основании этого мы полагаем, что образцы, подвергнутые ИФО, в отличие от обычных практически свободны от напряжений в приповерхностном слое. Поэтому учет уровня напряжений при анализе термоионизации А-центров в данном случае весьма существен.

Хотя в общем случае напряженное состояние в приповерхностном слое существенно неоднородно и отнюдь не сводится к всестороннему растяжению или сжатию, в дальнейшем в целях упрощения анализа уровень внутренних напряжений будет характеризоваться единственным скалярным параметром P . Так как изменение химического потенциала $\Delta G = \Delta G(P, T)$, его можно разложить в ряд Тейлора по абсолютной температуре при данном P , ограничившись при этом первыми двумя членами:

$$\Delta G^t = \Delta G(P, 0) + T \left(\frac{\partial \Delta G(P, 0)}{\partial T} \right). \quad (2)$$

Члены более высоких порядков по T приводили бы к температурной зависимости, определяемой по аррениусовскому графику энергии ионизации, чего в эксперименте не наблюдается [12]. Первое слагаемое в (2), как нетрудно видеть,



совпадает с изменением энтальпии ΔH (с энтальпией активации) при $T = 0$. Энтальпия активации по определению есть количество теплоты, получаемой центром от термостата при термоионизации. В отсутствие напряжений $\Delta H = \Delta U + P\Delta V$ совпадает с изменением внутренней энергии ΔU , в случае же $P \neq 0$ значение ΔU изменяется как раз на величину работы PV^* , производимой внешними напряжениями (здесь V^* — активационный объем). Таким образом, энтальпия активации при $T = 0$ не зависит от P ; именно эта величина [первое слагаемое в (2)] определяет экспоненциальную зависимость времени релаксации (1) от температуры. Как при ИФО, так и в случае облучения частицами высоких энергий эта величина одна и та же: $\Delta G(P, 0) = 0.17$ эВ.

Нетрудно убедиться в том, что в линейном по P приближении второе слагаемое в (2) может быть представлено в виде

$$\left(\frac{\partial \Delta G(P, 0)}{\partial T} \right)_P = TP \left(\frac{\partial V^*}{\partial T} \right)_{T=0, P=0} \quad (3)$$

и, таким образом, приводит к появлению в (1) множителя

$$\eta = \exp \left[\frac{P}{k} \left(\frac{\partial V^*}{\partial T} \right)_{T=0, P=0} \right], \quad (4)$$

зависящего, в соответствии со сделанными предположениями, от условий возникновения A -центров.

Если предположить, что ИФО приводит к практически полной релаксации внутренних напряжений, то в соответствии с экспериментальными данными [2, 4] $\ln \eta \sim 13$. Полагая, что $P \sim \lambda \varepsilon$, где λ — модуль упругости, а $\varepsilon \sim 1\%$ [6, 15] — средняя деформация решетки кремния из-за несоответствия параметров решетки Si и SiO₂, получаем оценку для $\partial V^*/\partial T \sim 2 \cdot 10^{-2}$ Å³/К, что совпадает с известным значением температурного коэффициента активационного объема для ионизации A -центров [12].

Таким образом, можно сделать вывод, что определенные режимы ИФО могут приводить к снижению уровня внутренних напряжений в приповерхностной области кремния. Это позволяет объяснить также, почему ИФО не приводит к видимому изменению степени ориентационного вырождения максимумов НЕСГУ, которое наблюдалось в [16] при воздействии одноосного напряжения ~ 1 ГПа сверх имеющихся в образце напряжений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. D. Watkins, J. W. Corbett. Phys. Rev., 121, 1001 (1961).
- [2] L. C. Kimerling. Radiat. Eff. Semiconf. Conf. Ser., 31, 221 (1977).
- [3] Ж. Бургуэн, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты, 304. М. (1985).
- [4] Ю. А. Капустин, Б. М. Колокольников, А. А. Свешников, В. П. Злобин. ФТП, 22, 1708 (1988).
- [5] Ю. А. Капустин, Б. М. Колокольников, Г. И. Котов, А. В. Медведков. ФТП, 24, 871 (1990).
- [6] В. Г. Литовченко, А. П. Горбань. Основы физики микроэлектронных систем металл—диэлектрик—полупроводник, 316. Киев (1978).
- [7] В. И. Белявский, Ю. А. Капустин, В. В. Свиридов. ФТП, 25, 1204 (1991).
- [8] J. A. van Vechten, C. D. Thurmond. Phys. Rev. B, 14, 3539 (1976).
- [9] D. V. Lang, H. G. Grimmeiss, E. Meijer, M. Jaros. Phys. Rev. B, 22, 3917 (1980).
- [10] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л. (1981).
- [11] В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. Физика полупроводников, 672. М. (1977).
- [12] G. Samaga, C. Barnes. Phys. Rev. Lett., 57, 2069 (1986).
- [13] Ю. А. Капустин, Б. М. Колокольников, А. А. Свешников. ФТП, 24, 318 (1990).
- [14] С. А. Глебов, В. В. Егоров, Ю. А. Капустин, Б. М. Колокольников, А. А. Свешников. ФТП, 24, 1689 (1990).

МОДИФИКАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{III}B^V$ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

П. К. Кашкаров, М. В. Русина, В. Ю. Тимошенко

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получено 21.04.1992. Принято к печати 27.04.1992)

Известно, что импульсное лазерное облучение (ИЛО) полупроводников в условиях межзонного поглощения может вызвать структурные перестройки в приповерхностной области [1]. Одним из основных критериев протекания таких процессов, как инициированные ИЛО плавление, кристаллизация или аморфизация, является изменение коэффициента отражения [2, 3]. В настоящее время в литературе нет полной ясности о влиянии лазерного облучения на оптические характеристики полупроводниковых соединений.

В данной работе изучалось влияние ИЛО на коэффициент отражения полупроводников группы $A^{III}B^V$ (GaAs, InP, InAs) и Ge (для сравнения). Проводилось наблюдение динамики изменения коэффициента отражения $R(t)$ в процессе действия лазерного импульса по известной схеме регистрации фазы повышенного отражения [2-4]. Основное внимание, однако, уделялось измерению стационарного коэффициента отражения R непосредственно до и сразу после лазерного воздействия. Измерения проводились на двух длинах волн ($\lambda_1 = 488$ и $\lambda_2 = 633$ нм) в вакууме ($10^{-3} \div 10^{-4}$ Па) или при одном и том же давлении ($P = 1$ атм) на воздухе, в кислороде (O_2) или азоте (N_2). Исходная температура кристаллов была 300 К.

При регистрации ФПО были зафиксированы зависимости, в целом идентичные представленным в нашей работе [4]. Влияние условий облучения (вакуум или газовая среда) было незначительным. Определенные на основе зависимостей $R(t)$ пороговые плотности энергии W_m , соответствующие началу плавления поверхности полупроводника, для изучаемых материалов представлены в таблице. В дальнейшем, ориентируясь на измеренные пороги плавления, мы рассмотрим прежде всего изменения стационарного коэффициента отражения R .

Было установлено, что относительные изменения R после ИЛО были одинаковы при зондировании на λ_1 и λ_2 , однако зависели от условий ИЛО. Для GaAs первые изменения R фиксируются после ИЛО с $W \geq 180-200$ мДж/см², т. е. происходят при превышении порога плавления W_m (рис. 1, кривые 1 и 2). Однако облучение на воздухе или в газах приводит лишь к деградации R (кривая

Измеренные пороги плавления W_m и разрушения W_d , а также из [5] данные о давлении P_0

Параметр	InP	GaAs	InAs	Ge
W_m , мДж/см ²	120	160	90	160
W_d , мДж/см ²	500	650	480	>800
P_0 , атм	~30	1	0.33	$8 \cdot 10^{-10}$