

«водородного объема» под давлением (3.6 \AA^3 при 6.5 ГПа) превышает критическую для гидридов переходных металлов величину 3 \AA^3 .

Объяснение рассмотренных в начале статьи корреляций [5, 6] основано на предположении об общности основных черт электронных структур гидрида и исходного металла. Отсутствие данных корреляций для гидридов РЗМ свидетельствует в пользу наличия качественных изменений зонной структуры при переходе от металла к гидриду. В этом случае разделение общего объема системы на «металлический объем» (равный объему чистого металла) и «водородный объем» перестает быть физически адекватным. Таким образом, можно предположить, что характеры связи атомов водорода в гидридах d - и f -металлов существенно различны.

Список литературы

- [1] Glazkov V. P., Irodova A. V., Somenkov V. A., Shilstein S. Sh., Besedin S. P. // *J. Less-Common Metals*. 1987. V. 129. N 1. P. 165—170.
- [2] Гончаренко И. Н., Беседин С. П., Глазков В. П., Соменков В. А. // *ФТТ*. 1990. Т. 32. № 12. С. 3448—3450.
- [3] Goncharenko I. N., Glazkov V. P., Irodova A. V., Lavrova O. A., Somenkov V. A. // *J. of Alloys and Compounds*. 1992. V. 179. P. 253—257.
- [4] Соменков В. А., Иродова А. В., Шильштейн С. Ш. // *ФММ*. 1988. Т. 65. № 1. С. 132—136.
- [5] Гончаренко И. Н. // Автореф. канд. дис. М., ИАЭ, 1991. 19 с.
- [6] Мюллер В., Блэкледж Д., Либовиц Дж. Гидриды металлов. М.: Атомиздат, 1973. 431 с.
- [7] Глазков В. П., Гончаренко И. Н. // *Физика и техника высоких давлений*. 1991. Т. 1. № 1. С. 56—59.
- [8] Наумов И. В., Глазков В. П., Иродова А. В., Соменков В. А., Шильштейн С. Ш., Головин А. Е. Нейтронные дифрактометры с многодетекторными системами регистрации и возможности их применения. М., 1985. 25 с.
- [9] Башкин И. О., Белаш И. Т., Кост М. Е., Понятовский Е. Г. // *Изв. АН СССР. Неорган. матер.* 1978. Т. 14. С. 1617—1620.
- [10] Sawaoka A., Wakamori K., Filipek S. M. // *Proceedings JIMIS-2, Hydrogen in Metals*. 1980. P. 141—147.
- [11] Stepens D. R. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1964. V. 25. P. 423—434.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
20 апреля 1992 г.

УДК 621.315.592

© *Физика твердого тела*, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

ЭФФЕКТ ЗАПОЛНЕНИЯ ВТОРОЙ ПОДЗОНЫ В [100]-АККУМУЛИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ СЛОЕ В ОПТИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННОМ КРЕМНИИ

П. Д. Алтухов, А. А. Бакун, А. А. Козлов

В спектрах люминесценции кремниевых МДП-структур наблюдается линия рекомбинационного излучения двумерных электронов и неравновесных двумерных дырок, связанных с [100]-электронным слоем силами поляризации притяжения [1–3] (S -линия). Эта линия воспроизводит энергетический спектр двумерных электронов при плотности электронов $n_s \approx (0.5 \div 1.5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 1). С ростом n_s на коротковолновом краю S -линии возникает значительное увеличение интенсивности излучения, которое может быть связано с увеличением вероятности излучательных переходов в результате появления хвостов волновых функций в области дырочного слоя

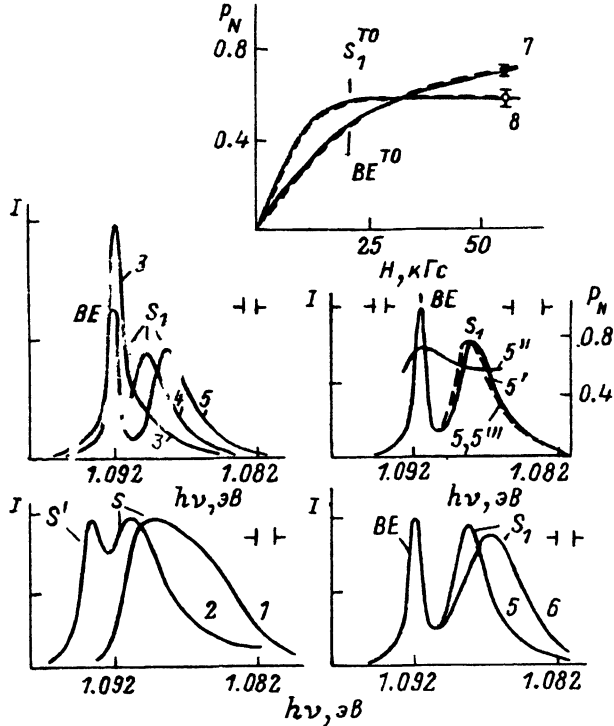


Рис. 1. Спектры рекомбинационного излучения кремния.

TO—LO-линии; МДП-структура № 1 (3—8, S_1 , S' , S''); МДП-структура № 2 (1, 2), в которой BE-линия не наблюдается; S1: P с концентрацией доноров $n_D \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, T (К): 1, 2—1.9; 3, 4, 5, S_1 , S' , S'' , 7, 8, —1.7; 6—4.2. Плотность двумерных электронов $n_s = n_s^0 + n_s^1$ (10^{12} см^{-2}): 1—1.45; 2—4.26; 3—6.7; 4—8.0; 5, S_1 , S' , S'' , 6—8—9.4. Уровень возбуждения $I_P \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$. Магнитное поле: 1—6— $H=0$; S_1 , S' — $H_{\perp}=58 \text{ кЭ}$ (перпендикулярное поверхности); S'' — $H_{\parallel}=58 \text{ кЭ}$ (параллельное поверхности). На вставке—зависимость степени циркулярной поляризации P_N в максимуме T_O — S_1 -линии излучения (8) и TO—BE-линии (7) от магнитного поля H , перпендикулярного поверхности, в геометрии Фарадея при $T=1.7 \text{ К}$. Сплошные кривые—эксперимент, штриховые—теория. S' —спектральное распределение степени циркулярной поляризации излучения P_N в магнитном поле $H_{\perp}=58 \text{ кЭ}$ в геометрии Фарадея.

для электронов вблизи уровня Ферми [3]. В области $n_s \approx (3 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ эта коротковолновая особенность S-линии трансформируется в линию экситонного резонанса со спектральной шириной 2—3 мэВ, на коротковолновом краю которого появляется узкая линия излучения поверхностных экситонов— S' -линия (рис. 1). В [3] предполагалось, что коротковолновая особенность S-линии (экситонный резонанс) в этой области n_s не связана с заполнением электронами второй подзоны, а обусловлена образованием состояния поверхностного экситона, представляющего собой связанное состояние дырки и многочастичного облака электронной поляризации. Обнаруженное в настоящей работе заполнение второй подзоны размером квантования в [100]-аккумулирующем электронном слое в оптически возбужденном кремнии в области $n_s > n_s^{\text{cr}}$, где $n_s^{\text{cr}} \approx 6.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ —критическая концентрация, подтверждает правильность изложенной выше интерпретации.

Заполнение электронами второй подзоны в [100]-инверсионном слое наблюдалось в [4—7]. В [100]-аккумулирующем слое заполнение второй подзоны ранее не наблюдалось из-за малого числа электронов в этой подзоне. Для определения плотности электронов в первой подзоне n_s^0 и плотности электронов во второй

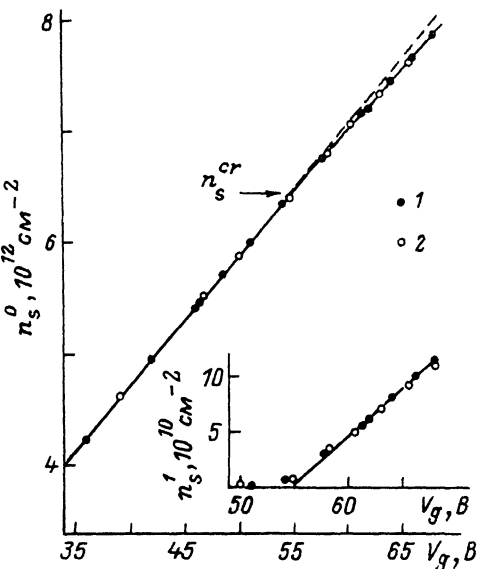


Рис. 2. Зависимость плотности двумерных электронов в первой подзоне n_s^0 и плотности электронов во второй подзоне n_s^1 от напряжения на затворе V_g в [100]-аккумулирующем электронном слое в кремнии при $T = 1.7$ К.

МДП-структура № 1 с толщиной окисла $d \approx 1850$ Å; Si:P с концентрацией доноров $n_D \approx 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, максимальная подвижность двумерных электронов $\mu \approx 2.1 \cdot 10^4$ см 2 /В·с. Уровень возбуждения I_p (Вт/см 2): $1 - 10^{-6}$, $2 - 10^{-2}$.

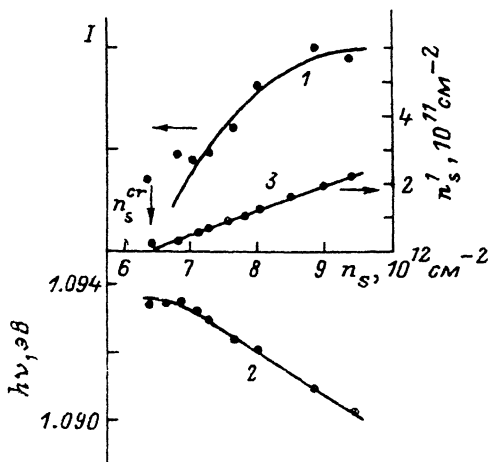


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения в максимуме S_1 -линии $I(I)$, спектрального положения коротковолнового края S_1 -линии $h\nu(2)$ и плотности электронов во второй подзоне $n_s^1(3)$ от плотности двумерных электронов n_s при $T = 1.7$ К в магнитном поле $H_{\perp} = 58$ кЭ.

подзоне n_s^1 проводились прецизионные измерения периода осцилляций Шубникова—де Гааза в зависимости от обратного магнитного поля в проводимости электронов в первой подзоне при каждом фиксированном значении напряжения на затворе. Точность измерений составляла величину $\delta n_s^0 \approx 1 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. Заполнение второй подзоны и величина n_s^1 регистрировались по отклонению от линейного хода зависимости плотности электронов в первой подзоне от напряжения на затворе (рис. 2). В экспериментах использовались МДП-структуры на кремнии, легированном фосфором, и кремнии, легированном бором. Поскольку при оптическом возбуждении с интенсивностью $10^{-7} \div 10^{-2}$ Вт/см 2 на поверхности кремния в результате захвата неравновесных носителей заряженными примесями образуется аккумулирующий слой с плотностью заряда в обедненном слое, близкой к нулю, полученные нами результаты практически не зависели от типа и концентрации легирующей примеси. Эти результаты согласуются с теоретическими расчетами [8].

Оказалось, что заполнение электронами второй подзоны сопровождается исчезновением в спектре S - и S' -линий излучения и появлением новой линии S_1 -линии, обусловленной излучательной рекомбинацией электронов из второй подзоны и неравновесных дырок (рис. 1, 3). Высокая интенсивность этой линии свидетельствует о хорошем перекрытии волновых функций электронов и дырок, а ее смещение с ростом n_s в длинноволновую область спектра может быть связано с увеличением энергетического зазора между уровнем Ферми двумерных электронов и дном зоны проводимости в объеме.

спектральное положение S - и S' -линий перед заполнением второй подзоны слабо зависит от n_s [3]. Спектральная ширина S_1 -линии, по-видимому, обусловлена флуктуациями потенциала неравновесных локализованных дырок. Притяжение двумерных дырок к поверхности при этом определяется поляризацией электронов в первой и второй подзонах. Вывод о локализации дырок подтверждается смещением S_1 -линии в длинноволновую область спектра с ростом температуры в результате появления активационного движения дырок и заполнения нижних по энергии локализованных состояний (рис. 1).

В магнитном поле, перпендикулярном поверхности, в геометрии Фарадея наблюдается циркулярная поляризация TO — S_1 -линии излучения (рис. 1). Степень циркулярной поляризации этой линии определяется ориентацией двумерных дырок с моментом $j_z = \pm 3/2$ в магнитном поле и описывается формулой

$$P_{TO} = \sigma \operatorname{th} (3g_{3/2}^{\pm} \mu_0 H / 2kT), \quad (1)$$

где $g_{3/2}^{\pm} \approx 1.65$ — g -фактор двумерных дырок, μ_0 — магнетон Бора, H — магнитное поле, T — температура, $\sigma \approx 0.59$. Состояние дырок с моментом $j_z = \pm 1/2$ отщеплено поверхностным потенциалом, и вклад в излучение при низких температурах не вносит. Обнаруженная циркулярная поляризация S_1 -линии излучения служит экспериментальным доказательством тому, что вторая подзона представляет собой четырехкратно вырожденное орбитально-долинное состояние электронов E_0' . Согласно [9, 10], степень циркулярной поляризации рекомбинационного излучения электронов из этого состояния и неравновесных дырок в насыщении должна составлять величину $\sigma = \sigma_{TO} \approx 0.8$. Небольшое отличие измеренного значения σ от σ_{TO} определяется тем, что небольшой вклад в S_1 -линию может вносить неполяризованное излучение электронов в первой подзоне E_0 вблизи уровня Ферми. Излучение (TO) электронов из двухкратно вырожденных орбитально-долинных состояний E_0 и E_1 в магнитном поле должно быть неполяризованным [9]. Степень поляризации TO — S -линии излучения (экситонного резонанса) в магнитном поле до заполнения второй подзоны оказалась близкой к нулю, что подтверждает вывод о ее природе. На основании полученных данных можно также предположить, что S' -линия представляет собой излучение поверхностных экситонов с электронами из состояния E_0' .

В магнитном поле, перпендикулярном поверхности, возникает парамагнитный сдвиг S_1 -линии излучения, который определяется смещением нижнего спинового уровня двумерных дырок с моментом $j_z = -3/2$ (рис. 1). Отсутствие парамагнитного сдвига этой линии в магнитном поле, параллельном поверхности, свидетельствует о том, что величина g -фактора двумерных дырок резко анизотропна и в магнитном поле, параллельном поверхности, крайне мала ($g_{3/2}^{\pm} \approx 0$). Отметим также, что степень циркулярной поляризации TO -линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре, хорошо совпала с теоретическим значением, рассчитанным по формулам работы [9] для направления [100] при $\sigma_{TO} = 0.8$ и g -факторе дырок $g_1 = 1.3$ (рис. 1).

В заключение авторы приносят благодарность Н. С. Аверкиеву, А. М. Монохову и Г. Е. Пикусу за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Алтухов П. Д., Иванов А. В., Ломасов Ю. Н., Рогачев А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 1. С. 5—8; 1984. Т. 39. № 9. С. 432—436.
- [2] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Концевой Ю. А., Кузнецов Ю. А., Рогачев А. А., Романова Т. Л., Рубцов Г. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2412—2419.
- [3] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Рогачев А. А., Рубцов Г. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3560—3564.
- [4] Tsui D. C., Kaminsky G. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. N 21. P. 1468—1471.

- [5] Howard W. E., Fang F. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 6. P. 2519—2523.
 [6] Gusev G. M., Kvon Z. D., Ovsyuk V. N. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 9. P. 899—901.
 [7] Heitmann D., Mackens U. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8269—8283.
 [8] Ando T. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 8. P. 3468—3477.
 [9] Пикус Г. Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 6. С. 1653—1664.
 [10] Алтухов П. Д., Пикус Г. Е., Рогачев А. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 489—500.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе РАН
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
 29 апреля 1992 г.

УДК 538.652

© Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992
 Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

МАГНИТОУПРУГИЕ КОНСТАНТЫ КОБАЛЬТА

В. Ф. Таборов, В. Ф. Тарасов

При измерении упругих потерь в Со необходимо знать его магнитоупругие константы. Из литературы нам известны только константы Ni и Fe, в связи с чем был произведен расчет магнитоупругих констант Со. Для этого запишем выражение полной свободной энергии магнитной анизотропии монокристалла Со, который не подвергается никаким внешним напряжениям [1]

$$F_a = F_k + F_y + F_{my}^i \quad (1)$$

Здесь F_k — энергия магнитной анизотропии [2]

$$F_k = K_0 + K_1\alpha_3^2 + K_2\alpha_3^4, \quad (2)$$

где K_0 — нулевая энергия магнитной анизотропии; K_1 , K_2 — первая и вторая константы магнитной анизотропии; α_3 — косинус угла между легкой осью намагниченности в Со и направлением вектора намагниченности M_x (индексы осей $x = 1$, $y = 2$, $z = 3$, легкая ось Со направлена по оси z). Упругую энергию F_y запишем в виде [3]

$$F_y = \frac{1}{2} c_{11} (e_{xx}^2 + e_{yy}^2) + \frac{1}{2} c_{33} e_{zz}^2 + c_{12} e_{xx} e_{yy} + c_{13} (e_{xx} + e_{yy}) e_{zz} + \frac{1}{2} c_{44} (e_{yz}^2 + e_{zx}^2) + \frac{1}{4} (c_{11} - c_{12}) e_{xy}^2, \quad (3)$$

где c_{ij} — упругие постоянные Со, а e_{jk} — деформации. Согласно работе [3], F_{my} — магнитоупругая энергия, которая возникает от магнитострикции при спонтанной намагниченности ниже точки Кюри [4]

$$F_{my} = (b_{11}e_{xx} + b_{12}e_{yy})\alpha_1^2 + (b_{11}e_{yy} + b_{12}e_{xx})\alpha_2^2 + \{b_{33}e_{zz} + b_{31}(e_{xx} + e_{yy})\}\alpha_3^2 + (b_{11} - b_{12})e_{xy}\alpha_1\alpha_2 + \frac{1}{2}b_{44}(e_{xz}\alpha_1\alpha_3 + e_{yz}\alpha_2\alpha_3). \quad (4)$$

Здесь b_{jk} — магнитоупругие постоянные Со, которые нужно определить. При всех значениях констант K_j , c_{ik} , b_{ai} , которые имеет Со, ниже точки Кюри устанавливается такая ориентация α (α_1 , α_2 , α_3) вектора M_x и такие деформации