

Оптические свойства легированных кремнием слоев GaAs (100), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© В.Г. Мокеров, Ю.В. Федоров, А.В. Гук, Г.Б. Галиев, В.А. Страхов, Н.Г. Яременко

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
113907 Москва, Россия

(Получена 9 февраля 1998 г. Принята к печати 17 марта 1998 г.)

Исследованы спектры фотолюминесценции нелегированных и легированных кремнием слоев GaAs (100) при $T = 77$ К. Выявлено, что наряду с B -полосой, соответствующей межзонной излучательной рекомбинации, в спектрах легированных слоев наблюдается так называемая Si-полоса, расположенная вблизи $h\nu \simeq 1.4$ эВ, а в многослойных δ -легированных структурах в области $h\nu \simeq 1.47 \div 1.48$ эВ дополнительно появляется полоса, обозначенная здесь как δ -полоса. Изучены зависимости энергетического положения, интенсивности и формы полос фотолюминесценции от дозы легирования N_{Si} , мощности лазерного возбуждения и температуры. Показано, что Si-полоса обусловлена оптическими переходами между зоной проводимости и глубоким акцепторным уровнем (~ 100 мэВ), связанным с атомами Si в узлах As. Установлено, что зависимости формы и интенсивности δ -полосы от температуры и мощности возбуждения фотолюминесценции оказались идентичными соответствующим зависимостям для B -полосы. Согласно предложенной интерпретации, проявления δ -полосы в спектрах фотолюминесценции связываются с эффектами размерного квантования в δ -легированных структурах.

Амфотерное поведение кремния, как легирующей примеси в арсениде галлия, вызывает неослабевающий интерес исследователей этого материала. Показано (см., например [1–8]), что и электрическая активность внедренного кремния, и тип проводимости существенно зависят от методов и режимов выращивания эпитаксиальных слоев. Особенно отчетливо это проявляется при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), в случае которой механизм встраивания атомов Si в те или иные узлы кристаллической решетки GaAs определяется кратностью свободных химических связей и кинетическими явлениями на поверхности роста [2–8]. Показано [2–5, 7], что при МЛЭ росте на плоскостях (100) и (111) B атомы Si преимущественно ведут себя как доноры, а на плоскостях (111) A , в зависимости от условий выращивания, могут проявляться как акцепторное, так и донорное поведение.

Для выяснения природы электронных состояний, связанных с атомами Si и GaAs, широко используются исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) [2–9]. Однако предложенная в литературе интерпретация оптических свойств не всегда является однозначной. Особенно это касается участия в оптических переходах акцепторных уровней, связанных с атомами Si.

Настоящая работа посвящена изучению природы оптических переходов в диапазоне энергий фотонов от 1.3 до 1.6 эВ для однородно- и δ -легированных кремнием слоев GaAs с ориентацией (100) на основе исследования спектров ФЛ при различных температурах и мощности возбуждающего лазерного излучения.

Экспериментальная часть

Исследуемые слои выращивались методом МЛЭ на установке МВЕ-32Р фирмы "Riber". В качестве подложек использовались полуизолирующие пластины GaAs с ориентацией (100). Эпитаксиальный рост прово-

дился при температуре подложек (T_s) в диапазоне $570^\circ \div 610^\circ$ С и соотношении потоков мышьяка и галлия $P_{As}/P_{Ga} = 15 \div 20$, что соответствует оптимальным условиям для формирования структурно-совершенных и стехиометрических слоев GaAs. Это было подтверждено измерениями электронной подвижности μ_e модуляционно-легированных гетероструктур N -AlGaAs/GaAs, в случае которых μ_e при $T = 77$ К достигала максимального значения ($\mu_e = 1.7 \cdot 10^5$ см²/В·с), а при отклонении от соотношения $P_{As}/P_{Ga} = 15 \div 20$ в ту или иную сторону она уменьшалась из-за генерации дефектов стехиометрии.

Однородно легированные слои толщиной 0.7 \div 1 мкм и с концентрациями $n = 10^{17}$, $2 \cdot 10^{17}$, $7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ выращивались после нелегированного буферного слоя (0.8 мкм) при $T_s = 610^\circ$ С. δ -легированные структуры выращивались при $T_s = 570^\circ$ С. Они включали: нелегированный буферный слой толщиной 0.8 мкм, три δ -слоя с $N_{Si} = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻² и с расстоянием между ними 300 Å, затем нелегированный слой GaAs толщиной 700 Å и 50 Å — легированный слой ($N = 1.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³). Полуширина профиля легирования одного δ -слоя, измеренная методом вторично-ионной масс-спектрометрии на установке IMS-4F в режиме наибольшего разрешения, по глубине не превышала 80 Å.

Измерения спектров ФЛ выполнялись в интервале температур T от 77 до 240 К в диапазоне энергий фотонов от 1.3 до 1.6 эВ. Для возбуждения ФЛ использовался Ar⁺-лазер с длиной волны $\lambda = 514.5$ нм с максимальной мощностью 850 Вт/см². Концентрация и подвижность носителей тока в исследуемых образцах определялись путем измерения коэффициента Холла.

На рис. 1–3 приведены спектры ФЛ для нелегированного и легированных образцов, измеренные при $T = 77$ К. Из рисунков видно, что в случае нелегированного образца наблюдается только одна полоса ФЛ с максимумом при $h\nu = 1.508$ эВ, соответствующая

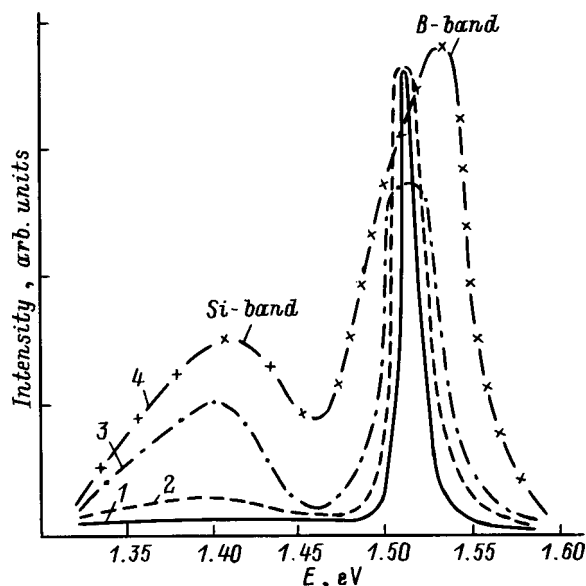


Рис. 1. Спектры ФЛ нелегированных и легированных слоев GaAs (100), измеренные при температуре $T = 77$ К: 1 — нелегированный образец, 2, 3, 4 — однородно легированные образцы с $n = 2 \cdot 10^{16}$; $2 \cdot 10^{17}$; $7 \cdot 10^{17}$ см^{-3} .

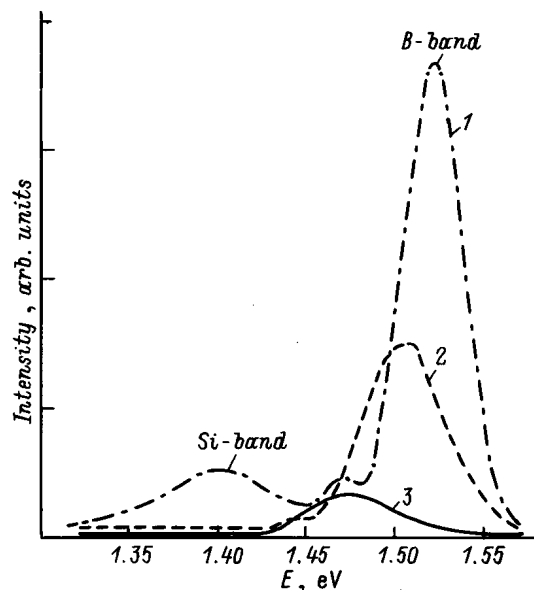


Рис. 2. Спектры ФЛ для образца с тремя δ -легированными слоями кремния с $N_{\text{Si}} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на GaAs (100), измеренные при различных температурах T , К: 1 — 77, 2 — 150, 3 — 255.

межзонным оптическим переходам в собственном GaAs, обозначенная здесь как *B*-полоса. Ее малая ширина $h\Delta\nu = 5$ мэВ свидетельствует о высоком качестве выращенного слоя, а отсутствие дополнительных линий тоже свидетельствует о низкой концентрации фоновых примесей и дефектов стехиометрии. Легирование кремнием приводит к увеличению ширины *B*-полосы и сдвигу ее максимума в сторону больших энергий.

В Si-легированных слоях наряду с *B*-полосой возникает полоса ФЛ, расположенная при относительно невысоких концентрациях носителей ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) около $h\nu \approx 1.4$ эВ. Измерения однородно легированных и δ -легированных образцов показали (см. рис. 1–3), что эта полоса ФЛ возникает только в слоях, легированных кремнием, и отсутствует в нелегированных слоях. Поэтому она обозначена здесь как Si-полоса. С увеличением дозы легирования Si-полоса, так же, как и *B*-полоса, уширяется, и ее максимум сдвигается к большим $h\nu$. Следует, однако, отметить, что при идентичных условиях возбуждения ФЛ интенсивность Si-полосы по отношению к *B*-полосе в δ -легированных структурах всегда оказывается меньше, чем в однородно легированных образцах с той же средней объемной концентрацией кремния. При этом ее низкоэнергетический край в δ -легированных структурах располагается при несколько больших $h\nu$, чем в однородно легированных слоях.

В спектрах ФЛ δ -легированных слоев наряду с *B*- и Si-полосами наблюдается дополнительная полоса $h\nu \approx 1.475$ эВ \div 1.480 эВ (см. рис. 3), обозначенная здесь как δ -полоса, интенсивность которой увеличивается с увеличением дозы δ -легирования.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости спектров ФЛ δ -легированных структур от температуры и мощности

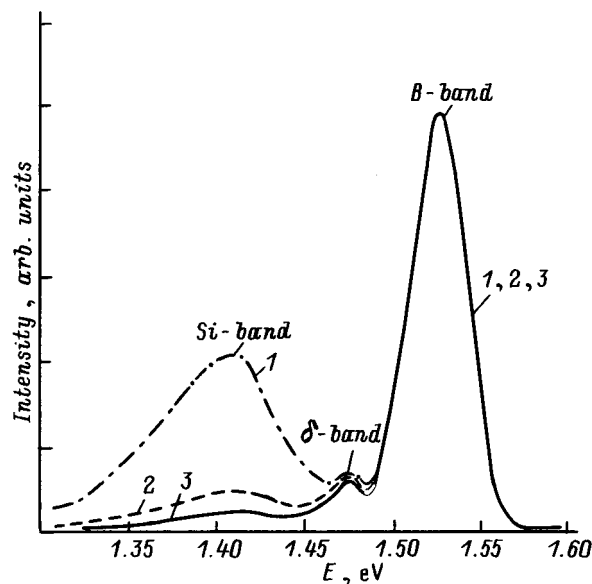


Рис. 3. Спектры ФЛ для образца с тремя δ -легированными слоями кремния на GaAs (100) при $T = 77$ К и различной мощности возбуждения P , Вт/см²: 1 — 33, 2 — 340, 3 — 850 (интенсивность полосы *B* в максимуме приведена к одинаковому значению для всех спектров).

лазерного возбуждения P . Из рис. 2 видно, что с повышением температуры происходит ослабление *B*-полосы, ее уширение и сдвиг к меньшим $h\nu$. Что касается Si-полосы, то она очень быстро ослабляется с ростом температуры и, начиная с $T = 150$ К и выше, практически исчезает. В то же время δ -полоса при изменении температуры ведет себя подобно *B*-полосе.

Из рис. 3 следует, что увеличение мощности лазерного возбуждения P приводит к возрастанию интенсивности всех полос ФЛ, однако, скорость этого возрастания не для всех из них одинакова. Обнаружено, что для B -полосы и для δ -полосы эти скорости равны и их спектральная форма и соотношение интенсивностей не изменяются с увеличением P . С другой стороны, скорость возрастания Si-полосы по крайней мере на порядок меньше, чем для других полос, что при больших значениях P приводит к ее относительно слабому ослаблению по сравнению с полосами B и δ .

Обсуждение результатов

Начнем с рассмотрения зависимости спектров ФЛ от концентрации (или дозы) легирования N_{Si} . Наблюдаемые здесь, при возрастании N_{Si} , увеличение ширины B -полосы и сдвиг ее максимума к большим энергиям $h\nu$ обусловлены донорным поведением значительной части атомов Si и являются, как известно, следствием проявления 2-х эффектов:

- уменьшением ширины запрещенной зоны E_g за счет слияния зоны донорных состояний с дном зоны проводимости;
- увеличением степени заполнения зоны проводимости электронами и, соответственно, повышением энергии Ферми E_F .

Оба эти эффекта приводят к распространению спектрального интервала для межзонных переходов в сторону меньших и больших энергий и, соответственно, к уширению B -полосы. Второй из них, известный как эффект Бурштейна–Мосса, ответствен за сдвиг высокоэнергетического крыла и максимума B -полосы к большим $h\nu$.

Как уже отмечалось, аналогичные изменения при увеличении дозы легирования N_{Si} происходят и с Si-полосой. Это непосредственно доказывает, что исходными состояниями для оптических переходов, связанных с Si-полосой, также являются электроны в зоне проводимости, а не донорный уровень, соответствующий вакансии мышьяка, как предполагалось для полосы ФЛ вблизи $h\nu = 1.37$ эВ для слоев GaAs с ориентацией (111)A, (211)A и (311)A [7,8]. Конечным состоянием для этих оптических переходов, по-видимому является акцепторный уровень, расположенный на 100 мэВ выше потолка валентной зоны. Мы полагаем, что этот глубокий уровень соответствует акцепторному поведению части атомов Si, а именно тех из них, которые занимают узлы As в решетке GaAs. Не исключено, что эти Si-атомы могут также образовать некоторые комплексы с дефектами стехиометрии.

Представленная на рис. 2 температурная зависимость спектров ФЛ в случае B -полосы хорошо соответствует описанным в литературе закономерностям для межзонных оптических переходов и объясняется температурным уменьшением ширины запрещенной зоны E_g и увеличением доли безызлучательной рекомбинации за счет

электрон-фононного взаимодействия. С другой стороны, более сильное ослабление Si-полосы и ее исчезновение при повышении температуры, естественно, объясняется термической ионизацией дырок с обсуждаемого здесь акцепторного уровня.

Наблюдаемые сильные различия зависимостей интенсивности ФЛ от мощности лазерного возбуждения для B -полосы и Si-полосы (рис. 3) могут быть объяснены существенной разницей в плотности дырочных состояний, участвующих в этих оптических переходах. В первом случае (B -полоса) мы имеем дело с собственными оптическими переходами и, соответственно, с дырками в валентной зоне, плотность которых на несколько порядков выше, чем концентрация дырок на акцепторном уровне во втором случае (Si-полоса). Поэтому при достаточно большой плотности потока возбуждающих фотонов (сравнимых и превышающих концентрацию атомов Si в акцепторных состояниях) возрастание интенсивности Si-полосы должно замедляться, а затем должно наблюдаться насыщение, тогда как интенсивность B -полосы ФЛ будет по-прежнему возрастать.

Достаточно необычным, при сравнении с Si-полосой, выглядит поведение δ -полосы, присутствующей в δ -легированных структурах. Поскольку эта полоса расположена по энергии выше Si-полосы, но ниже B -полосы (т.е. при $h\nu < E_g$), она может быть формально приписана оптическим переходам с участием одного или нескольких уровней в запрещенной зоне, причем более мелких, чем акцепторный уровень Si. Однако в таком случае следовало бы ожидать еще более сильного ее ослабления с температурой, чем Si-полосы, а также — эффекта насыщения на зависимости ее интенсивности от мощности возбуждения ФЛ. Вместо этого поведение δ -полосы с увеличением и температуры, и мощности возбуждения ФЛ оказалось идентичным поведению B -полосы и поэтому ее, так же, как и B -полосу, следует отнести к межзонным оптическим переходам. Возможно, что δ -полоса обусловлена эффектами размерного квантования в узких V -образных потенциальных ямах в δ -легированных структурах. А именно, она может быть обусловлена излучательной рекомбинацией между электронами одной из двумерных квантовых подзон V -образных потенциальных ям в δ -слоях с дырками в максимумах валентной зоны, формируемых между δ -слоями. Возможно, что с этими эффектами связаны также и некоторые различия в интенсивности и форме Si-полосы в δ -легированных структурах по сравнению с однородно-легированными слоями.

Заключение

Таким образом проведенные исследования спектров ФЛ нелегированных и легированных кремнием слоев GaAs при $T = 77$ К показали, что наряду с B -полосой, соответствующей межзонной излучательной рекомбинации, в спектрах легированных слоев наблюдается так на-

зывается Si-полоса, расположенная вблизи $h\nu = 1.4$ эВ при $N_{\text{Si}} \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а в трехслойных δ -легированных структурах в области $h\nu \simeq 1.47 \div 1.48$ эВ дополнительно появляется полоса, обозначенная здесь как δ -полоса. В результате исследования зависимости спектров ФЛ от дозы легирования N_{Si} , мощности лазерного возбуждения и температуры установлено, что Si-полоса может быть обусловлена оптическими переходами между зонной проводимости и глубоким акцепторным уровнем (~ 100 мэВ), связанным с атомами Si в узлах As. В отличие от примесной Si-полосы зависимость δ -полосы (также расположенной при $h\nu < E_g$) от температуры и мощности возбуждения ФЛ оказалась идентичной соответствующим зависимостям для B -полосы. В соответствии с этим мы предполагаем, что δ -полоса, как и B -полоса, также может быть обусловлена межзонными оптическими переходами, но существенно модифицированными в многослойных δ -легированных структурах за счет эффектов размерного квантования.

Работа выполнялась при поддержке Министерства науки РФ (программа "Физика твердотельных наноструктур", проект 2-030/4).

Список литературы

- [1] M. Kondo, C. Akayama, N. Okada, H. Sekiguchi, K. Domen, T. Tanahashi. *J. Appl. Phys.*, **76**, 914 (1994).
- [2] S.S. Bose, B. Lee, M.H. Stilman. *J. Appl. Phys.*, **63**, 743 (1988).
- [3] W.I. Wang, E.E. Mendez, T.S. Kuan, L. Esaki. *J. Appl. Phys. Lett.*, **47**, 826 (1985).
- [4] A. Chin, P. Martin, P. Ho, J. Ballingall, Y. Yu, J. Mazurowski. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1899 (1991).
- [5] Y. Okano, H. Seto, H. Katakama, S. Sichine, I. Fujimoto, J. Suzuki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, 151 (1989).
- [6] S. Subbana, H. Kroemer, J. Merz. *J. Appl. Phys.*, **59**, 488 (1986).
- [7] F. Piazza, L. Pavesi, M. Henini, D. Johnston. *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, 1504 (1992).
- [8] L. Pavesi, M. Henini, D. Johnston. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2846 (1995).
- [9] I.C.M. Henning, Y.A.R.R. Kessener, P.M. Koenraad, M.R. Leys, W. van de Vleuten, I.H. Wolter, A.M. Frens. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 1079 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

Optical properties of Si-doped GaAs (100)-layers grown by molecular beam epitaxy

V.G. Mokerov, Ju.V. Fedorov, A.V. Huck, G.B. Galiev, V.A. Strakhov, N.G. Yaremenko

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
103907 Moscow, Russia

Abstract Photoluminescence (PL) spectra of Si-doped GaAs (100) layers have been studied. It is shown that along side with the B -band corresponding to the band-to-band radiative recombination, another band, so-called Si-band, was observed near $h\nu = 1.4$ eV. In the case of the multi δ -doped layer structure, an additional PL band appears, which is labeled here as δ -band. The PL-band dependences on the Si-dopant concentration N_{Si} , on the PL excitation power P , and on the test temperature T have been studied. It is shown that the Si-band is caused by optical electron transitions between the conduction band and the deep acceptor level (~ 100 meV), the latter being associated with Si-atoms in As-sites. It is found that the P - and T -dependences on the δ -band and B -band are identical. We assume that the presence of the δ -band in PL-spectra is caused by a modification of the band-to-band optical transition due to effects of size quantization in δ -doped structures.