

©1994 г.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА БУФЕРНЫХ СЛОЕВ GaAs, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ РОСТА ОТ 360 ДО 640 °С

*К.С. Журавлев, В.Я. Принц, Д.И. Лубышев, Б.Р. Семягин,
В.П. Мизгаль, А.М. Гилинский*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения
Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия
(Получена 16 марта 1994 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Детально исследованы электрические и фотолюминесцентные свойства нелегированных буферных слоев GaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs. Слои толщиной 1.5 мкм выращивались в условиях, обеспечивающих на поверхности роста постоянное соотношение концентраций Ga и As, соответствующее сверхструктуре (3×6). Показано, что уменьшение температуры роста (T_g) приводит к увеличению сопротивления слоев. Слои, полученные при $T_g < 480$ °С, являются полуизолирующими. Уменьшение концентрации дырок с понижением T_g в диапазоне $480 \leq T_g \leq 640$ °С осуществляется, прежде всего, за счет увеличения концентрации глубоких доноров, происхождение которых неизвестно. При дальнейшем снижении температуры ($T_g < 480$ °С) суммарная концентрация доноров в пределах экспериментальной точности не изменяется и равна $(2 \div 6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При $T_g \simeq 480$ °С происходит переход от r -типа проводимости к n -типу, что обусловлено увеличением концентрации мелких доноров относительно концентрации мелких акцепторов в низкотемпературных слоях с понижением T_g .

Введение

В последнее время наблюдается устойчивый интерес к слоям, полученным методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах роста. Это внимание вызвано их необычными электронными свойствами, которые позволяют использовать такие слои в качестве буферных в приборных структурах на основе $A^{III}B^V$. Буферные слои, вводимые между полуизолирующей подложкой и активными слоями, отделяют активные слои структуры от сравнительно высокодефектной и загрязненной примесью подложки и улучшают взаимоизоляцию соседних приборов, параметры полевых транзисторов, интегральных схем и других приборов [1].

Разработаны различные методы улучшения изоляционных свойств буферных слоев. Одним из таких методов является эпитаксия слоев при пониженных температурах. В работе [2] было показано, что слой GaAs, синтезированный при температурах роста порядка 200 °С и затем отожженный при температурах ~ 600 °С, могут успешно применяться в качестве буферных слоев. Свойства слоев, полученных при ~ 200 °С, достаточно интенсивно изучаются, и в настоящее время установлено, что такие слои сильно обогащены мышьяком и вследствие этого имеют большую концентрацию точечных дефектов, как антиструктурных (мышьяк на месте галлия), так и, вероятно, вакансий галлия, с концентрациями соответственно до $[As_{Ga}] \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $[V_{Ga}] \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [3]. Высокая концентрация дефектов может приводить к ухудшению параметров приборов [4]. Гораздо менее изучены свойства слоев, полученных при несколько больших температурах роста, хотя в работе [5] было показано, что слои, выращенные при 400 °С, обладают полуизолирующими свойствами без дополнительного отжига.

В данной работе для выяснения причин, определяющих полуизолирующие свойства слоев GaAs, полученных при низких температурах, были исследованы электрические и фотолюминесцентные характеристики тонких слоев намеренно не легированного GaAs, полученного методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температурах роста от 640 до 360 °С.

Экспериментальные условия

Слои намеренно не легированного GaAs толщиной 1.5 мкм выращивались на подложках полуизолирующего GaAs диаметром 40 мм со скоростью роста 1 мкм/ч на модифицированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) ПМА-12.6-001. Температура роста (T_g) варьировалась в диапазоне от 360 до 640 °С и измерялась термопарой, предварительно прокалброванной по температурам сверхструктурных переходов на поверхности GaAs [6]. При всех значениях T_g устанавливалось соотношение потоков Ga/As₄, обеспечивающее на поверхности сверхструктуру (3×6), контролировавшуюся методом дифракции быстрых электронов на отражение.

Комплексное изучение свойств слоев включало измерение поверхностного сопротивления, низкочастотных вольт-фарадных характеристик, напряжения пробоя контакта металл-полупроводник и низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ).

Измерение электрофизических параметров тонких высокоомных слоев, расположенных на полуизолирующей подложке, с помощью вольт-фарадных ($C-V$) и вольт-амперных ($I-V$) методов представляет определенную сложность, вызванную тем, что проводящий канал слоя частично или полностью перекрывается областями обеднения, что затрудняет приложение тестирующего напряжения к контакту металл-полупроводник. (Суммарная толщина областей обеднения при характерной концентрации примесей и дефектов в слое $\approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ составляет ~ 1 мкм [7]). Существование области обеднения со стороны подложки связано с наличием в ней большой концентрации глубоких уровней, захватывающих носители заряда. Другой слой обеднения занимает приповерхностную область и обусловлен поверхностными со-

стояниями. Измерения $C-V$ -характеристик и напряжения пробоя контакта металл-полупроводник возможно только при наличии проводящего канала в слое [7], что достигается освещением слоя белым светом. При этом генерируемые светом электронно-дырочные пары разделяются электрическим полем области обеднения и уменьшают величину заряда в подложке и на поверхности и, следовательно, толщины слоев обеднения. В этих условиях, как показано в работе [8], концентрация электрически активных центров в слоях может быть измерена методом напряжения пробоя точечного контакта металл-полупроводник и модифицированным низкочастотным $C-V$ -методом. Оценка концентрации электрически активных центров в слоях проводилась на основе предварительно выполненной калибровки. Для получения калибровочной зависимости низкочастотные $C-V$ - и $I-V$ -характеристики измерялись на образцах, содержащих проводящие слои с контактами металл-полупроводник площадью $\sim 100 \text{ мкм}^2$ и менее.

Для измерения поверхностного сопротивления на образцы с помощью распыления электрическим разрядом в воздухе наносились омические контакты. В зависимости от типа проводимости слоя распылялось олово (n -тип) или сплав индия с цинком (p -тип).

Стационарная ФЛ возбуждалась He-Ne-лазером, плотность возбуждения равнялась 10 Вт/см^2 . Спектры ФЛ анализировались с помощью двойного дифракционного монохроматора ДФС-24 со спектральным разрешением 0.3 мэВ и регистрировались ФЭУ-83 с фотокатодом типа S-I, работающим в режиме счета фотонов. При измерении спектров ФЛ с высокой интенсивностью накачки и кинетики ФЛ возбуждение производилось импульсным перестраиваемым $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ -лазером с длительностью импульса 35 нс и пиковой плотностью мощности $\simeq 500 \text{ Вт/см}^2$, работающим на длине волны 760 нм . Регистрация кривых затухания фотолюминесценции проводилась методом время-коррелированного счета фотонов.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена зависимость поверхностного сопротивления слоев R_{\square} от T_g . Из рисунка видно, что величина R_{\square} монотонно увеличивается при снижении T_g до 480°C , а сопротивление слоев, полученных при меньших T_g , сравнимо с сопротивлением полуизолирующей подложки, равным $10^9 \text{ Ом/}\square$. Концентрация дырок p в слоях при понижении T_g от 640 до 480°C снижается от $7 \cdot 10^{15}$ до $\lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Слои, выращенные при $T_g \leq 480^\circ\text{C}$, полностью перекрыты областями обеднения и приоткрываются только при освещении интенсивным белым светом с плотностью мощности $\Phi \simeq 0.2 \text{ Вт/см}^2$. На вставках рис. 1 показаны $I-V$ -характеристики точечного контакта металл-полупроводник. Вид характеристик для слоев, выращенных при высоких температурах, $T_g \geq 480^\circ\text{C}$, свидетельствует о проводимости p -типа, а для слоев, выращенных при $T_g < 480^\circ\text{C}$, — о проводимости n -типа. Напряжение пробоя контакта металл-полупроводник на слоях, полученных при высоких ($\sim 600^\circ\text{C}$) и низких (360°C) температурах роста, различается менее чем в 2 раза, что свидетельствует о незначительном изменении концентрации электрически активных центров в слое обеднения контакта с изменением T_g .

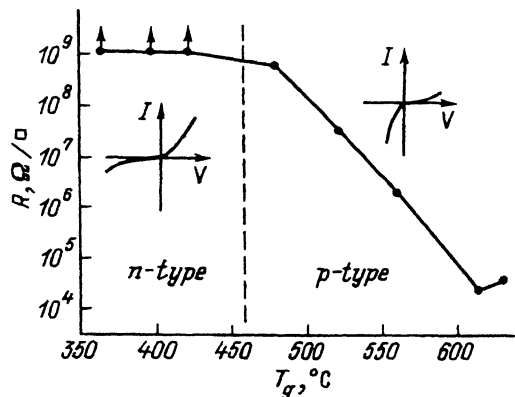


Рис. 1. Зависимость поверхностного сопротивления слоев GaAs от температуры роста. Стрелки над экспериментальными точками означают, что сопротивление слоев равно или выше сопротивления подложки. На вставке — вольт-амперные характеристики барьеров Шоттки на поверхности высокоомных слоев.

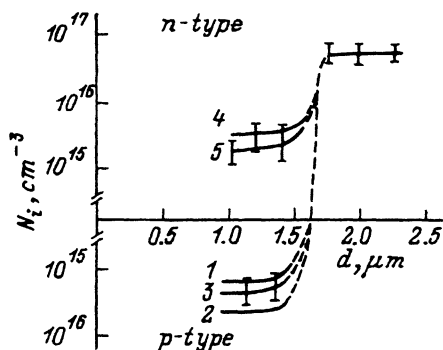


Рис. 2. Профили суммарной концентрации ионизированных центров N_i в области обеднения барьера Шоттки в слоях, выращенных при различных температурах роста T_g , °C: 1 — 640, 2 — 610, 3 — 480–560, 4 — 395 и 420, 5 — 360.

На рис. 2 приведены данные по распределению концентрации ионизированных центров по толщине d в исследуемых слоях, полученные из измерений величины напряжения пробоя и $C-V$ -характеристик при послойном стравливании ($C-V$ -измерения удалось выполнить только на слоях, полученных при $T_g > 400$ °C). В эпитаксиальных пленках, выращенных при $T_g \geq 480$ °C (p -тип проводимости), — это мелкие и глубокие дырочные ловушки с суммарной концентрацией $(2 \div 7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а в низкотемпературных пленках n -типа проводимости — это электронные мелкие и глубокие ловушки с концентрацией $(2 \div 6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация центров в подложках, имеющих n -тип проводимости, составляет $\sim 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Из рисунка видно, что центры распределены по толщине слоев однородно и они, по-видимому, не связаны с примесями и (или) дефектами, диффундирующими из подложки.

Таким образом, данные электрических измерений показывают, что уменьшение температуры роста от 600 до 360 °C приводит к увеличению степени компенсации в слоях GaAs и слои, выращенные при $T_g \leq 480$ °C, являются полуизолирующими. При $T_g \approx 480$ °C изменяется тип проводимости слоев, в слоях n -типа проводимости концентрация донорных центров в пределах экспериментальной точности от температуры роста не зависит, что не согласуется с данными работы [9].

Для изучения изменений состава примесных и дефектных центров при изменении температуры роста и корреляции с изменением электрических характеристик слоев были измерены спектры фотолюминесценции (I_{PL}) при температуре $T = 4.2 \text{ K}$.

В спектрах ФЛ всех слоев в диапазоне длин волн $\lambda = 800-950 \text{ нм}$ доминировали линии экситонной и зона-акцепторной рекомбинации. Состав и относительные интенсивности этих линий в спектрах слоев, полученных при различных температурах роста, существенно разли-

чались. Появления новых длинноволновых линий в спектрах слоев, синтезированных при низких температурах роста, в измеряемом диапазоне длин волн обнаружено не было.

Спектры экситонной и зона-акцепторной рекомбинации для слоев, выращенных при различных температурах, приведены в нормированном виде на рис. 3. В экситонной части спектра слоев, полученных при $T_g = 640$ и 610°C , отчетливо разрешаются линии с энергиями максимума $\hbar\omega = 1.5150$ и 1.5122 эВ, обусловленные соответственно аннигиляцией свободных экситонов (FX) и экситонов, связанных на нейтральных акцепторах (A^0, X), а также линия с энергией максимума $\hbar\omega = 1.5109$ эВ (g -линия). Группа линий в диапазоне энергий $1.504 \leq \hbar\omega \leq 1.511$ эВ ($g-v$ -линии) относится в литературе к рекомбинации экситонов, связанных на парах одиночных акцепторов, расположенных на различных расстояниях друг от друга, или на комплексах, состоящих из двойного акцептора и изоэлектронного дефекта [10-12]. Линии экситонов, связанных на нейтральных (D^0, X) и ионизированных (D^+, X) донорах, в спектре этого слоя не наблюдались. Отсутствие линий (D^0, X) и (D^+, X) в спектрах, содержащих g -линию большой интенсивности, отмечалось также в работе [13]. В акцепторной части спектров доминируют линии с энергиями максимума $\hbar\omega = 1.494$ и 1.491 эВ зона-акцепторной и донорно-акцепторной рекомбинации через акцепторный уровень углерода ((e, C) и (D, C) соответственно). На коротковолновом крыле линии (e, C) в виде плеча наблюдается линия (A) с энергией $\hbar\omega \approx 1.496$ эВ, обусловленная рекомбинацией через уровень неидентифицированного акцептороподобного дефекта с энергией активации $E_a = 25$ мэВ [13]. Описанный спектр является типичным для слоев p -типа проводимости, полученных методом МЛЭ с твердотельным источником молекул As_4 .

При понижении температуры роста состав линий и их относительная интенсивность изменяются. В спектрах слоев, полученных при $T_g = 580$ и 560°C , наблюдается уменьшение интенсивности линии (A^0, X) относительно интенсивности линии (FX), которую обычно используют в качестве реперной [14]. Это уменьшение не связано со снижением концентрации акцепторов в слоях, так как относительная интенсивность линии (e, C) увеличивается, и может быть обусловлено процессом передачи энергии экситонов, связанных на акцепторах, более низкоэнергетичным $g-v$ -экситонам [15]. Наблюдается увеличение интенсивности низкоэнергетичных $g-v$ -линий и появление полосы в спектральном диапазоне $\hbar\omega = 1.465 \div 1.485$ эВ, обусловленной рекомбинацией через уровни комплексов дефектов [16] и обычно обозначаемой $d_n(e, A)$.

В спектрах ФЛ слоев, полученных при $T_g \leq 520^\circ\text{C}$, линии экситонов уширяются и перекрываются, в результате чего в экситонной области наблюдается одна линия. Энергии максимума этой линии в спектрах различных слоев несколько различаются и имеют значения в диапазоне $\hbar\omega = 1.5132 \div 1.5145$ эВ. Известно, что линии с таким энергетическим положением обусловлены рекомбинацией экситонов, локализованных на донорах или комплексах, включающих доноры [17]. Следовательно, доминирующая в экситонной области спектра этих слоев линия связана с донорами. Для удобства будем обозначать эту линию (D, X). В

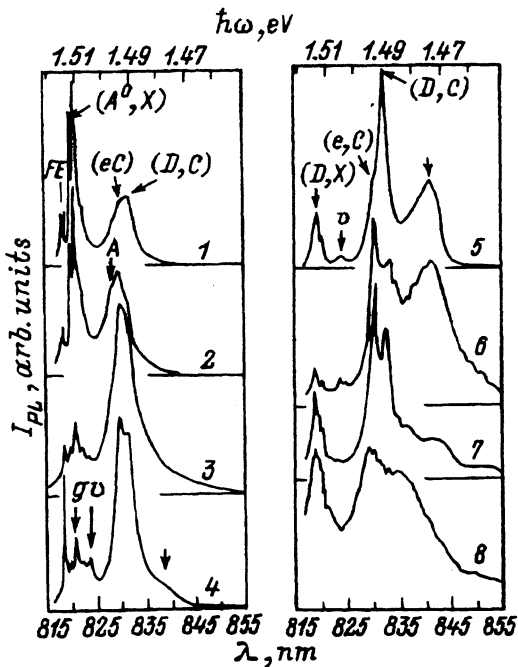


Рис. 3. Спектры ФЛ слоев, полученных при различных температурах роста T_g , °C: 1 — 640, 2 — 610, 3 — 560, 4 — 520, 5 — 480, 6 — 420, 7 — 395, 8 — 360.

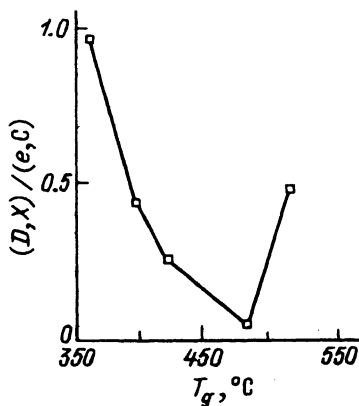


Рис. 4. Отношение интенсивности экситонной линии к интенсивности зона-акцепторной линии $(D, X)/(e, C)$ в спектрах слоев выращенных при различных температурах.

акцепторной части спектров слоев, полученных при $420 \leq T_g \leq 520$ °C, наблюдается полоса $d_n(e, A)$, сравнимая по интенсивности с линией (e, C) . В спектрах слоев, полученных при $T_g \leq 395$ °C, относительная интенсивность полосы $d_n(e, A)$ уменьшается и отчетливо проявляется линия с энергией максимума $\hbar\omega = 1.485$ эВ, которая в слоях, выращенных при $T_g = 360$ °C, сравнима по интенсивности с линией (e, C) . Линия с $\hbar\omega = 1.485$ эВ по своему энергетическому положению соответствует зона-акцепторному переходу на уровень кремния. Обращают на себя внимание корреляции в интенсивностях линий A и g , а также полосы $d_n(e, A)$ и низкоэнергетических $g-v$ -линий, свидетельствующие в пользу того, что линии обусловлены одними и теми же центрами. Необходимо отметить также, что интенсивность краевой ФЛ уменьшается в $\approx 10^2$ раз при уменьшении T_g .

Приведенные данные показывают, что при уменьшении температуры роста в буферных слоях изменяется состав мелких центров, связанных как с примесями, так и с комплексами дефектов. Информацию об изменении концентрации мелких центров в исследуемых слоях позволяют получить измерения относительной интенсивности линий ФЛ [18]. Отношение интенсивности экситонной линии к интенсивности зона-акцепторной линии, $(D, X)/(e, A)$, пропорционально отношению концентраций мелких доноров и акцепторов в слоях и может,

по крайней мере качественно, характеризовать их относительное изменение. На величину $(D, X)/(e, A)$ может влиять наличие в слоях электрических полей областей обеднения, которые не полностью экранируются неравновесными носителями заряда и снижают интенсивность фотолюминесценции, прежде всего экситонной [19]. Зависимость этой величины для линии углерода от температуры роста исследуемых слоев приведена на рис. 4. Увеличение отношения интенсивностей $(D, X)/(e, C)$ при $T_g < 480^\circ\text{C}$ свидетельствует об увеличении концентрации мелких доноров относительно концентрации мелких акцепторов в слоях с уменьшением T_g . Такое изменение концентрации мелких примесей вполне согласуется с данными электрофизических измерений.

Из спектров ФЛ также видно, что при уменьшении T_g в слоях происходит изменение состава акцепторных центров. Концентрация центров, связываемых с комплексами дефектов (линии A и $d_n(e, A)$), изменяется относительно концентрации акцепторного углерода с T_g немонотонно, и эти изменения не сказываются на величине сопротивления слоев. Следовательно, эти центры не оказывают существенного влияния на электрические характеристики слоев. Увеличение интенсивности линии $\hbar\omega = 1.485$ эВ относительно линии (e, C) при уменьшении температуры роста ниже $T_g \simeq 420^\circ\text{C}$ может быть интерпретировано как свидетельство относительного увеличения концентрации кремния в слоях, полученных при низких температурах роста. Поскольку известно, что кремний при выращивании слоев GaAs(100) методом МЛЭ в широком диапазоне условий роста встраивается в основном в донорном состоянии [20], можно предположить, что он играет существенную роль в компенсации и изменении типа проводимости слоев.

Известно, однако, что идентификация акцепторов по спектрам фотолюминесценции в GaAs затруднена из-за того, что в одном и том же спектральном диапазоне расположены линии зона-акцепторной и донорно-акцепторной рекомбинации и, кроме того, линии $d_n(e, A)$. Для выделения зона-акцепторных переходов обычно проводят измерения при повышенных температурах и (или) интенсивностях возбуждения. При повышенном уровне возбуждения (D, A) -рекомбинация определяется парами близко расположенных центров и имеет насыщение, в результате повышается относительная интенсивность линий зона-акцепторной рекомбинации. На рис. 5 приведены спектры ФЛ слоя, выращенного при $T_g = 420^\circ\text{C}$, измеренные при уровнях возбуждения 10 и 500 Вт/см². Для получения высокого уровня возбуждения использовался импульсный лазер. В спектре, измеренном при интенсивном возбуждении, отчетливо проявляются линии с энергиями максимума $\hbar\omega = 1.494, 1.489$ и 1.485 эВ, связанные, скорее всего, с зона-акцепторными переходами на уровни C, Zn и Si соответственно. Кроме того, в спектре присутствуют линии с $\hbar\omega = 1.480, 1.473$ и 1.460 эВ. Линии с $\hbar\omega = 1.480$ и 1.473 эВ наблюдались в работе [16] в ряду линий, связанных с дефектами. О наблюдении линии с $\hbar\omega = 1.460$ эВ в данной работе сообщается впервые.

Применение интенсивного возбуждения не позволяет, однако, различать переходы на акцепторные уровни примесей и переходы на акцепторные уровни комплексов дефектов, поэтому для идентификации линии $\hbar\omega = 1.485$ эВ были проведены измерения кинетики фотолюми-

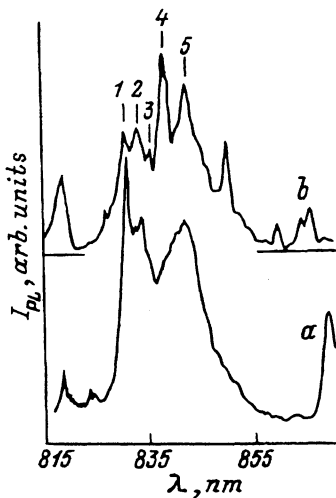


Рис. 5. Спектры ФЛ в слое GaAs при стационарном возбуждении He-Ne-лазером (а) и импульсным возбуждением Al₂O₃: Ti-лазером (б). Температура выращивания слоя — $T_g = 420^\circ\text{C}$. 1-5 — спектральные точки, в которых измерялась кинетика ФЛ.

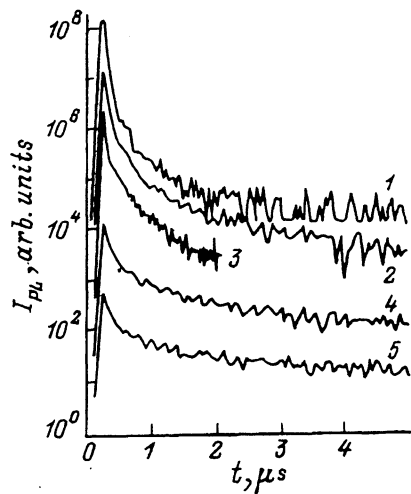


Рис. 6. Кинетика ФЛ при $T \approx 5\text{ K}$ в различных точках спектра. λ , нм ($\hbar\omega$, эВ): 1 — 830(1.494), 2 — 832(1.489), 3 — 835(1.485), 4 — 838(1.480), 5 — 842(1.473). Температура выращивания слоя — $T_g = 420^\circ\text{C}$. Для удобства кривые смещены относительно друг друга по оси ординат на порядок.

несценции в максимумах зона-акцепторных линий. На рис. 6 приведены кривые затухания фотолюминесценции линий (e, A) с $\hbar\omega = 1.494, 1.489, 1.485$ эВ и линий $d_n(e, A)$ с $\hbar\omega = 1.480, 1.473$ эВ. Для удобства кривые сдвинуты относительно друг друга по оси ординат на порядок. Из рисунка видно, что кинетические кривые состоят из двух участков. На начальном участке кривые повторяют форму импульса накачки, интенсивность ФЛ падает быстро и довольно значительно. На втором участке затухание ФЛ происходит гораздо медленнее. Кинетика ФЛ линий (e, A) отличается от кинетики линий $d_n(e, A)$, фотолюминесценция (e, A) по интенсивности в начальный момент времени более чем на порядок превышает фотолюминесценцию $d_n(e, A)$ и на втором участке спадает быстрее. Аппроксимация экспериментальных кривых суммой двух экспонент с различными весовыми множителями позволила определить времена спада на втором участке, которые равны $\tau_A = 3$ мкс и $\tau_a = 15$ мкс для линий (e, A) и $d_n(e, A)$ соответственно. Значение $\tau_A = 3$ мкс хорошо согласуется со временем зона-акцепторной рекомбинации, определенным в работе [21]. Необходимо отметить, что довольно существенное скачкообразное изменение τ при переходе от линии с $\hbar\omega = 1.485$ эВ к линии с $\hbar\omega = 1.480$ эВ не может быть объяснено изменением энергии залегания акцепторного уровня [22].

Данные кинетических измерений свидетельствуют в пользу того, что линия с $\hbar\omega = 1.485$ эВ обусловлена переходами на уровень мелкого акцептора, а энергетическое положение линии говорит о том, что этим акцептором является кремний. Причина появления кремния в слоях, полученных при низких температурах роста, не ясна.

В общем случае переход от высокой концентрации дырок в слоях к собственной концентрации, который и наблюдается у нас при понижении температуры роста, происходит при выполнении соотношения $N_{DD} = (N_A - N_D)$, здесь N_{DD} — концентрация глубоких доноров [23]. Полученные нами данные показывают, что в слоях p -типа проводимости, выращенных при $T_g \geq 480^\circ\text{C}$, концентрация акцепторов практически не изменяется с T_g и, следовательно, уменьшение концентрации дырок при уменьшении T_g происходит за счет увеличения концентрации доноров. Концентрация мелких доноров в диапазоне температур роста $520 < T_g < 640^\circ\text{C}$ по данным ФЛ изменяется незначительно и начинает заметно возрастать с понижением T_g при $T_g \leq 480^\circ\text{C}$. Следовательно, увеличение степени компенсации с понижением T_g в диапазоне $480 \leq T_g \leq 640^\circ\text{C}$ происходит, прежде всего, за счет увеличения концентрации глубоких доноров. Увеличение N_{DD} объясняет также уменьшение интенсивности краевой ФЛ при уменьшении T_g . Этими донорами могут быть либо точечные дефекты, либо фоновые примеси, но их происхождение и причина увеличения их концентрации с понижением температуры роста неизвестны.

Неожиданным является тот факт, что в слоях, полученных при $T_g < 480^\circ\text{C}$, суммарная концентрация доноров практически не увеличивается с понижением T_g , что противоречит результатам работы [9]. Увеличение концентрации глубоких доноров в слоях, полученных при низких температурах, обычно связывают с вхождением избыточного мышьяка и образованием антиструктурных дефектов As_{Ga} или их комплексов с другими точечными дефектами [5,9]. При выращивании исследованных нами образцов соотношение потоков Ga/As_4 специально подбиралось таким, чтобы на поверхности была сверхструктура (3×6) , при которой концентрации Ga и As на поверхности роста примерно одинаковы [24], что позволило, по-видимому, существенно уменьшить концентрацию избыточного мышьяка и связанных с ним точечных дефектов в наших слоях. Если это предположение соответствует действительности, то свойства слоев, полученных при низких температурах роста, должны сильно зависеть от соотношения потоков Ga/As_4 и, возможно, именно с этой зависимостью связано различие концентрации глубоких доноров в наших слоях и исследованных в работах [5,9].

Изменение типа проводимости при низких T_g , очевидно, связано с увеличением относительной концентрации мелких доноров, среди которых может быть и кремний, электрическая активность которого, как известно, возрастает при понижении температуры роста [25].

Заключение

Таким образом, в данной работе установлено, что уменьшение температуры роста при синтезе намеренно не легированных буферных слоев GaAs (состав поверхности слоев в процессе роста при всех температурах роста соответствовал сверхструктуре (3×6)) приводит к уменьшению концентрации дырок в слоях вплоть до полного обеднения, и слои, полученные при $T_g < 480^\circ\text{C}$, являются полуизолирующими. Результаты электрических и люминесцентных исследований буферных слоев показывают, что уменьшение концентрации дырок с

понижением T_g в диапазоне $480 \leq T_g \leq 640^\circ\text{C}$ происходит, прежде всего, за счет увеличения концентрации глубоких доноров, происхождение которых неизвестно. Суммарная концентрация доноров в слоях, полученных при $T_g = 360 \div 480^\circ\text{C}$, равна $(2 \div 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и в пределах экспериментальной точности не зависит от температуры роста.

При $T_g \simeq 480^\circ\text{C}$ происходит переход от p -типа проводимости к n -типу, что может быть обусловлено увеличением концентрации мелких доноров относительно концентрации мелких акцепторов в низкотемпературных слоях с понижением T_g . Вполне вероятно, что это изменение связано с увеличением концентрации примесного кремния в слоях.

Список литературы

- [1] *Полевые транзисторы на арсениде галлия*, под ред. Д.В. Ди Лоренцо, Д.Д. Канделуола (М., Радио и связь, 1988) с. 33, 46, 95.
- [2] F.W. Smith, A.R. Calawa, C.-L. Chen, M.J. Manfra, L.J. Mahoney. IEEE Electron. Dev. Lett., **9**, 77 (1988).
- [3] D.C. Look, D.C. Walters, M. Mier, C.E. Stutz, S.K. Brieryly. Appl. Phys. Lett., **60**, 2900 (1990).
- [4] B.J.-F. Lin, K. Kocot, D.E. Mars, R. Jaeger. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-37**, 46 (1990).
- [5] D.C. Look, Z.-Q. Fang, J.R. Sizelove, C.E. Stutz. Phys. Rev. Lett., **70**, 465 (1993).
- [6] В.В. Преображенский, Д.И. Лубышев, В.П. Мигаль. Поверхность, вып. 9, 156 (1989).
- [7] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 104.
- [8] V.Ya. Prinz. In: *3rd European Conference on Crystal Growth* (Budapest, 1991); В.Я. Принц. В сб.: *Полупроводники* (Новосибирск, Наука, 1993) с. 30.
- [9] D.C. Look, G.D. Robinson, J.R. Sizelove, C.E. Stutz. Appl. Phys. Lett., **62**, 3004 (1993).
- [10] L. Eaves, D.P. Halliday. J. Phys. C, **17**, L705 (1984).
- [11] M.S. Skolnick, C.W. Tu, T.D. Harris. Phys. Rev. B, **33**, 8468 (1986).
- [12] S. Charbonneau, W.G. McMullan, M.L. Thewalt. Phys. Rev. B, **38**, 3587 (1988).
- [13] I. Szafranek, M.A. Plane, M.A. McCollum, S.A. Stockman, S.L. Jackson, K.Y. Cheng, G.E. Stillman. J. Appl. Phys., **68**, 741 (1990).
- [14] K. Kudo, Y. Makita, I. Takayasu, T. Nomyra, T. Kobayashi, T. Izumi, T. Matsumori. J. Appl. Phys., **59**, 888 (1986).
- [15] A.C. Beye, G. New. J. Appl. Phys., **58**, 3549 (1985).
- [16] F. Brions, D.M. Collins. J. Electron. Mater., **11**, 847 (1982).
- [17] U. Heim, P. Hiesinger. Phys. St. Sol. (b), **66**, 461 (1974).
- [18] Z.H. Lu, M.C. Hanna, D.Z. Szymyd, E.G. Oh, A. Majerfeld. Appl. Phys. Lett., **56**, 177 (1990).
- [19] Y. Horikoshi, A. Fischer, K. Ploog. Appl. Phys. A, **39**, 21 (1986).
- [20] J.H. Neave, P.J. Dobson, J.J. Harris, P. Dawson, B.A. Joyce. Appl. Phys. A, **32**, 195 (1983).
- [21] D. Bimberg, H. Munzel, A. Steckenborn, J. Cristen. Phys. Rev. B, **31**, 7788 (1985).
- [22] W.P. Dumke. Phys. Rev., **132**, 1998 (1962).
- [23] E.J. Jonson, J.A. Kafalas, R.W. Davies. J. Appl. Phys., **54**, 204 (1983).
- [24] C. Deparis, J. Massies. J. Cryst. Growth, **108**, 157 (1991).
- [25] M. Ogawa, T. Baba. Japan. J. Appl. Phys., **24**, L572 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова