

09

Люминесцентный асимметричный планарный волновод на основе аморфного карбида кремния с поляризованным излучением в модах утечки

© А.В. Медведев, А.А. Дукин, Н.А. Феоктистов, В.Г. Голубев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: medvedev@gvg.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 7 июля 2015 г.)

Методом плазмохимического газофазного осаждения изготовлены люминесцентные асимметричные планарные волноводы (АПВ) на основе пленок аморфного карбида кремния субмикронной толщины, нанесенных на кварцевую подложку. При возбуждении фотолюминесценции в АПВ в спектрах излучения с торца подложки зарегистрированы узкие пики линейно (P и S) поляризованного излучения, обусловленные излучением в модах утечки АПВ. Исследована зависимость спектрального положения пиков от угла выхода излучения из торца подложки и от толщины пленки. Показано, что при скользких углах выхода излучения длина волны излучения почти не зависит от угла. Продемонстрировано, что разница между длинами волн P - и S -поляризованных пиков в спектрах ФЛ уменьшается с увеличением толщины волновода. Показано, что для мод утечки волновод действует как оптический микрорезонатор. Амплитуда пика в S -поляризации больше, чем в P -поляризации из-за того, что моды утечки с S -поляризацией имеют большую добротность чем, моды утечки с P -поляризацией. Изготовленные люминесцентные АПВ могут быть применены для получения световых лучей с радиальной и азимутальной поляризациями.

Введение

В настоящее время имеется потребность в формировании световых лучей с аксиально-симметричной (радиальной или азимутальной) поляризацией [1–3]. Такие лучи могут использоваться для ускорения электронов [4], лазерной резки металлов [5], оптической микроманипуляции [6,7]. Эти лучи могут быть сфокусированы в пятно меньшего размера, чем обычный линейно-поляризованный свет [8,9], что важно для создания изображений со сверхразрешением. Другим интересным применением лучей с аксиально-симметричной поляризацией является флуоресцентная визуализация произвольно ориентированных молекул, находящихся в изотропной среде [10].

Существуют разные способы генерации лучей света с аксиально-симметричной поляризацией. Большинство относится к методам, в которых внутрь лазерного резонатора добавляются оптические элементы, например коническая брестерская призма [3] или несколько двулучепреломляющих и фазовых элементов [2], которые приводят к формированию заданной структуры поляризации. Получение таким способом лучей с аксиально-симметричной поляризацией сопряжено со многими техническими трудностями, связанными с необходимостью фазовой и поляризационной манипуляций гауссовых мод. Кроме того, у таких методов жестко заданы длина волны и вид поляризации. В ряде работ для формирования лучей света с аксиально-симметричной поляризацией на разных длинах волн предложено использовать методы, основанные на когерентной суперпозиции пары линейно или циркулярно поляризованных лучей, полученной с помощью интерферометра [11,12]. Также используются

элементы, склеенные из нескольких секторов полуволновой пластинки [8], стопы Столетова [13], субволновые дифракционные решетки [14]. Большинство оптических схем с использованием интерферометров являются весьма сложными в изготовлении и использовании.

Более простым способом получения лучей света с радиальной и азимутальной поляризациями является использование мод утечки люминесцентного асимметричного планарного волновода (АПВ) [15]. Такой волновод представляет собой люминесцентную пленку, окруженную двумя средами, с отличающимися друг от друга показателями преломления. Оптические свойства люминесцентных АПВ исследовались в ряде работ [16–18]. Излучение из люминесцентной пленки выходит с торца подложки под очень малыми углами к границе пленка-подложка [16]. В спектре эмиссии наблюдаются узкие пики линейно P - и S -поляризованного излучения, связанные с модами утечки [16,19]. Данное излучение можно использовать для получения пучков света с аксиально-симметричным распределением поляризации. При этом лучи с S -поляризацией преобразуются в лучи с азимутальной поляризацией, а с P -поляризацией — в лучи с радиальной поляризацией (рис. 1, а).

В качестве светоизлучающего материала для волновода может быть использован аморфный карбид кремния ($a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$). Карбид кремния является перспективным материалом для оптоэлектронных приборов, так как эффективно излучает при комнатной температуре, имеет большой показатель преломления и малые потери света в видимом диапазоне длин волн. В пленках $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ варьированием содержания углерода можно плавно изменять ширину запрещенной зоны в

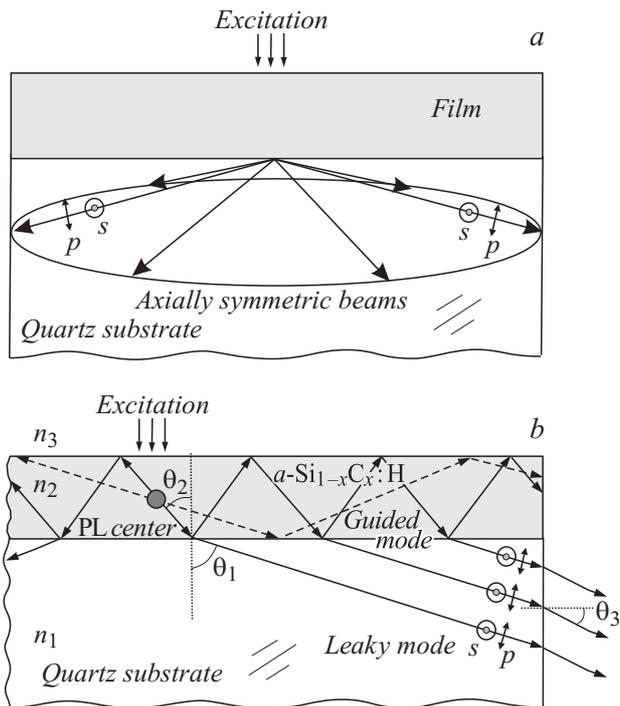


Рис. 1. (а) Люминесцентный асимметричный планарный волновод. Показаны аксиально-симметричные лучи с радиальной и азимутальной поляризациями, вытекающие в подложку. (б) Люминесцентный асимметричный планарный волновод. Показаны волноводные моды (штриховые стрелки), распространяющиеся в пленке $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, и моды утечки в подложку с P - и S -поляризацией (сплошные стрелки). n_1, n_2, n_3 — показатели преломления подложки, пленки и воздуха соответственно. $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ — углы распространения лучей в подложке, пленке и воздухе.

широком диапазоне от 1.8 до 3.6 eV и, как следствие, варьировать спектральное положение максимума фотолюминесценции (ФЛ) от 2 до 3 eV [20,21], при этом показатель преломления изменяется в диапазоне от 2 до 3 [22]. Аморфный карбид кремния применяется для создания оптических микрорезонаторов [23,24]. По данным атомно-силовой микроскопии, шероховатость поверхности пленок $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ не превышает 1 nm. Исследование резонансных особенностей в спектрах отражения микрорезонаторов на основе аморфных кремниевых материалов, полученных методом плазмохимического газофазного осаждения (plasma-enhanced chemical vapor deposition — PECVD), показало, что рассеяние света на шероховатостях поверхности вносит незначительный вклад в ширину резонансных особенностей, которым можно пренебречь по сравнению с другими механизмами уширения [25].

Целью настоящей работы является создание люминесцентных планарных волноводов на основе аморфного карбида кремния, излучающих в модах утечки, с целью их возможного использования для создания лучей света с радиальной и азимутальной поляризациями.

Методика эксперимента

В работе были получены и исследованы люминесцентные АПВ на основе пленок $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ ($x = 0.35$) толщиной в диапазоне 0.43–0.86 μm . Пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ наносились на подложку методом плазмохимического газофазного осаждения. Параметры технологического процесса были следующие: соотношение газовых потоков $\text{CH}_4/[\text{CH}_4 + \text{SiH}_4] = 0.6$, что по данным работы [26], примерно соответствует составу пленки с $x = 0.35$. Рабочее давление составило 0.1–0.2 Torr, частота высокочастотного излучения 17 MHz, высокочастотная мощность 0.03–0.1 W/cm², температура подложки 200–250 °C, суммарный поток газовой смеси 5–10 norm. cm³/min (sccm). Толщина пленок контролировалась в процессе роста методом in situ интерферометрии. Показатель преломления $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, измеренный методом эллипсометрии на длине волны 740 nm, равен 2.4 [23]. В качестве подложек использовались пластинки плавленого кварца с плоскими торцами (показатель преломления $n_1 = 1.45$).

Для измерения спектров ФЛ использован управляемый компьютером дифракционный решеточный монохроматор МДР-23. В качестве фотоприемника излучения использован фотоумножитель ФЭУ-79, подключенный к дистанционно-управляемому широкополосному предварительному усилителю тока. Образец размещался на поворотном столике. Возбуждение ФЛ осуществлялось Nd:YAG лазером с длиной волны 532 nm в центре образца по нормали к поверхности пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$. ФЛ регистрировалась как с торца подложки, так и по нормали к пленке с использованием объектива с апертурой $\sim 10^\circ$. Изменение угла θ_3 регистрации ФЛ осуществлялось поворотом образца в пределах 0–7°. Приведенные далее спектры ФЛ скорректированы с учетом чувствительности измерительного тракта.

Результаты и обсуждение

Пленка $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ с показателем преломления $n_2 = 2.4$, окруженная, с одной стороны, подложкой с показателем преломления $n_1 = 1.45$, с другой — воздухом с показателем преломления $n_3 = 1$, образует АПВ ($n_2 > n_1 > n_3$, рис. 1, б). Луч лазера возбуждает люминесценцию в пленке $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$. Световые волны, испущенные из точки внутри пленки под углами, большими, чем углы полного внутреннего отражения для границ пленка–воздух и пленка–подложка, испытывают полное отражение на обеих границах пленки и распространяются внутри пленки как волноводные моды. Для того, чтобы отраженные волны конструктивно интерферировали, должно выполняться условие

$$\frac{4\pi n_2 d \cos \theta_2}{\lambda} + \phi_{21} + \phi_{23} = 2m\pi. \quad (1)$$

где λ — длина волны света в вакууме, d — толщина пленки, n_2 — показатель преломления пленки, θ_2 —

угол падения луча, ϕ_{21} , ϕ_{23} — фазовые сдвиги при отражении от границ пленка–подложка и пленка–воздух соответственно, m — номер (порядок) моды (целое неотрицательное число). Формулы для ϕ_{21} , ϕ_{23} могут быть найдены в литературе [19]. Уравнение (1) определяет длины волн волноводных мод и их зависимость от угла падения луча на поверхности пленки.

Световые лучи, распространяющиеся в интервале углов, больших, чем угол полного внутреннего отражения на границе пленка–воздух, но меньших, чем угол полного внутреннего отражения на границе пленка–подложка, будут полностью отражаться от границы с воздухом и преломляться на границе пленки с подложкой, проникая в нее (рис. 1, *b*). То есть они будут распространяться как моды утечки [27]. Длины волн данных мод определяются уравнением (1). Для таких мод граница пленки с воздухом образует зеркало с коэффициентом отражения, равным единице. Граница с подложкой будет играть роль второго зеркала. При углах падения, близких к углу полного внутреннего отражения, коэффициент отражения от этой границы может быть близким к единице. Таким образом, пленка будет действовать как оптический микрорезонатор, который обладает высокой добротностью [18]. Плоские волны с P - и S -поляризациями (вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости или перпендикулярен плоскости падения соответственно) сохраняют свое состояние поляризации при отражении от границ пленки. Поэтому моды утечки будут соответственно P - и S -поляризованы. Поскольку фаза отражения от границы пленки различается для лучей с P - и S -поляризацией, длины волн для мод с P - и S -поляризацией также будут различаться, т.е. возникнет поляризационное расщепление. В результате спектр спонтанной эмиссии из пленки в подложку под скользящими углами θ_1 будет представлять собой набор узких пиков линейно (P и S) поляризованного излучения, максимумы которых совпадают с длинами волн мод утечки [16,19].

Уравнение (1) позволяет рассчитать угловую зависимость длин волн мод утечки от угла (рис. 2, *a*). Моды группируются в пары с одним номером m и разной поляризацией моды. Для мод с одним номером m длина волны моды с S -поляризацией больше, чем для моды с P -поляризацией. Спектральное расстояние между модами с разной поляризацией одного порядка меньше, чем разница длин волн между модами разного порядка. При углах, близких к $\theta_1 \approx 90^\circ$, длины волн мод утечки практически постоянны (рис. 2, *a*).

Спектр ФЛ собственно пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ представляет собой широкую полосу в диапазоне 600–850 nm, в который могут попасть длины волн нескольких мод утечки. Таким образом, при одном угле выхода излучения в спектре спонтанной эмиссии пленки будут наблюдаться одна или несколько пар пиков, соответствующих модам с разной поляризацией различного порядка. Для получения светового пучка с заданной (радиальной или азимутальной) поляризацией необходимо выделить

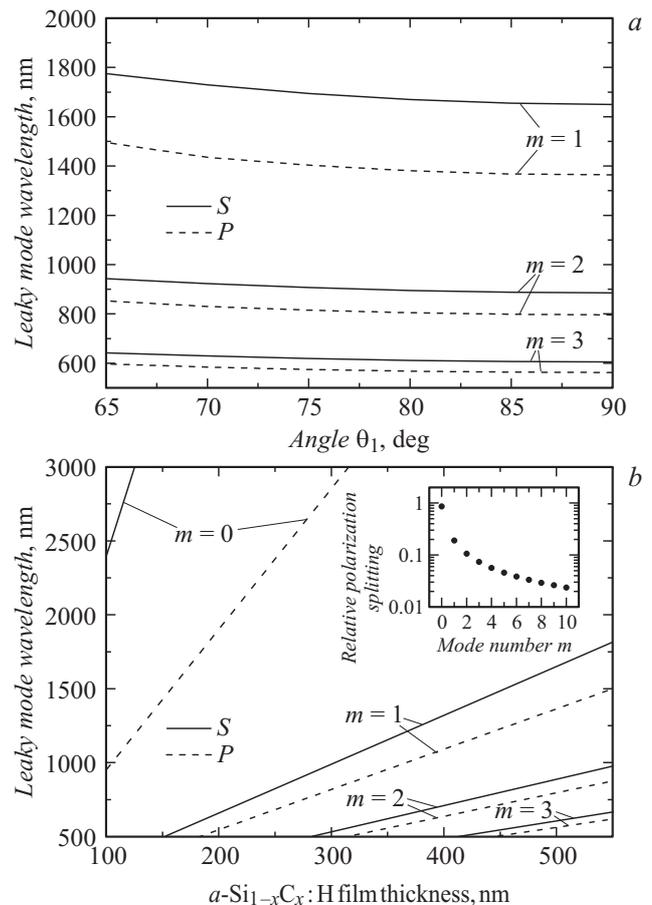


Рис. 2. (а) Зависимость длины волны мод утечки от угла преломления света на границе пленки и подложки θ_1 для мод $m = 1, 2, 3$, рассчитанная по формуле (1). Сплошная линия — расчет для S -поляризации, штриховая — для P -поляризации. Толщина пленки — 500 nm. (б) Зависимость длины волны мод утечки от толщины пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ (при угле падения θ_2 , равном углу полного внутреннего отражения на границе пленка–подложка) для мод $m = 0, 1, 2, 3$, рассчитанная по формуле (1). Сплошная линия — расчет для S -поляризации, штриховая — для P . На вставке — зависимость величины относительного поляризационного расщепления от номера моды. Показатель преломления $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ равен 2.4.

только одну моду. Это можно сделать, например, с помощью оптического фильтра.

Для того чтобы изменить абсолютную величину поляризационного расщепления, нужно изменить толщину пленки. Зависимость длин волн мод утечки от толщины пленки (при угле падения θ_2 , равном углу полного внутреннего отражения на границе пленка–подложка), рассчитанная с помощью уравнения (1), показана на рис. 2, *b*. Видно, что, изменяя толщину, можно настроить длину волны излучения на заданную величину в пределах спектра ФЛ пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$. При этом длины волн линейно зависят от толщины пленки, вследствие чего относительное поляризационное расщепление $2(\lambda_S - \lambda_P)/(\lambda_S + \lambda_P)$ от толщины не зависит. Расщепление зависит от номера

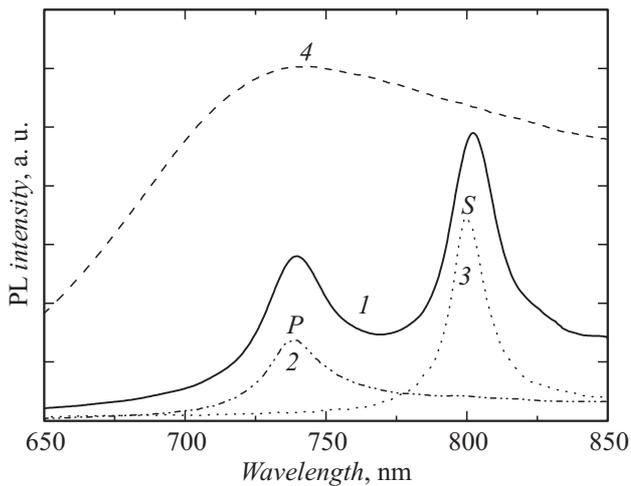


Рис. 3. 1 — спектр ФЛ с торца подложки, записанный без поляризатора. 2 и 3 — спектры ФЛ с торца подложки, записанные через поляризатор в P - и S -компоненте соответственно. Угол регистрации θ_3 равен 7° . 4 — спектр ФЛ, записанный без поляризатора по нормали к поверхности образца. Толщина пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ равна $0.43 \mu\text{m}$. Номер моды $m = 2$.

моды (вставка на рис. 2, b) и уменьшается с увеличением m . Максимальное значение относительного поляризационного расщепления для моды $m = 0$ почти на порядок больше, чем для следующей моды $m = 1$.

На рис. 3 приведены поляризованные и неполяризованные спектры ФЛ пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ с толщиной $0.43 \mu\text{m}$. В спектре 4, зарегистрированном по нормали к поверхности образца, видна широкая полоса ФЛ карбида кремния. Спектры 1, 2, 3 зарегистрированы с торца образца под углом $\theta_3 = 7^\circ$ к границе пленка-подложка. В спектре 1, записанном без поляризатора, отчетливо видны два пика в области 740 и 800 nm. Спектр 2, зарегистрированный через поляризатор в P -компоненте поляризации, содержит один пик в области 740 nm. Спектр 3, зарегистрированный через поляризатор в S -компоненте поляризации, содержит пик на длине волны 800 nm. Таким образом, спектр излучения пленки представляет собой сумму двух пиков с линейной поляризацией. Пик с S -поляризацией имеет большую длину волны, большую амплитуду и меньшую ширину, чем пик с P -поляризацией. Большая ширина пика с P -поляризацией, чем с S -поляризацией, объясняется тем, что коэффициент отражения от границы пленка-подложка всегда больше для волн с S -поляризацией, чем с P -поляризацией (при одном и том же угле падения) и потому добротность микрорезонатора больше для волн с S -поляризацией. Коэффициент усиления спонтанного излучения приблизительно пропорционален добротности микрорезонатора, которая обратно пропорциональна ширине пика [28]. Ширина пика в S -поляризации меньше, чем в P -поляризации, и поэтому интенсивность излучения в S -поляризации больше, чем в P -поляризации.

Относительное поляризационное расщепление P - и S -пиков равно ~ 0.08 . Сопоставление с расчетом по формуле (1) позволило установить, что пики на рис. 3 соответствуют моде $m = 2$. Таким образом, спонтанное излучение пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, выходящее из торца подложки при скользящих углах θ_3 к плоскости пленки, изменяет свою спектральную форму — в спектре появляются пары узких пиков линейно поляризованного излучения.

Для сравнения проведены измерения ФЛ АПВ с вдвое большей толщиной пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, равной $0.86 \mu\text{m}$ (рис. 4). В спектре видны две пары пиков в области длин волн приблизительно 625 и 740 nm. Они тоже линейно поляризованы (поляризация обозначена на рисунке), при этом пик с P -поляризацией имеет меньшую длину волны, чем пик с S -поляризацией. Степень поляризации ФЛ для обоих пиков около 60%.

Если сравнить положение пиков на рис. 4 с расчетами по формуле (1), то одна пара пиков в области длин волн 730–760 nm соответствует моде $m = 4$, а вторая пара в области длин волн 620–630 nm соответствует моде $m = 5$. Небольшая широкая подставка в спектре обусловлена вкладом в регистрируемый сигнал волноводных мод, распространяющихся из торца волновода в том же направлении, что и моды утечки. Уменьшение интенсивности ФЛ моды $m = 5$ по сравнению с модой $m = 4$ обусловлено спадом интенсивности ФЛ карбида кремния в коротковолновой области спектра (рис. 4). Относительное поляризационное расщепление для мод $m = 4$ и 5 равно 0.035 и 0.025 соответственно. Таким образом, продемонстрировано, что, изменяя толщину пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, можно изменять длину волны излучения в модах утечки и получать моды с разной величиной поляризационного расщепления.

Экспериментально исследована зависимость положения и ширины пика ФЛ в S -поляризации от угла

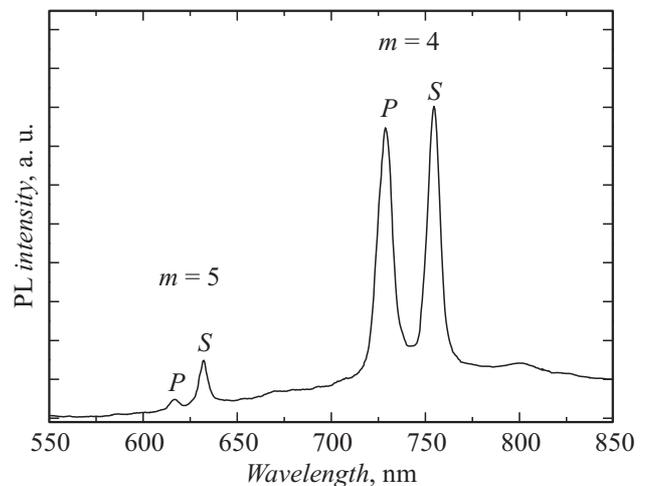


Рис. 4. Спектр ФЛ с торца подложки, записанный без поляризатора. Толщина пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ равна $0.86 \mu\text{m}$. $m = 4$ и $m = 5$ — номера мод. P и S обозначают преимущественную поляризацию пиков. Угол регистрации θ_3 равен 3° .

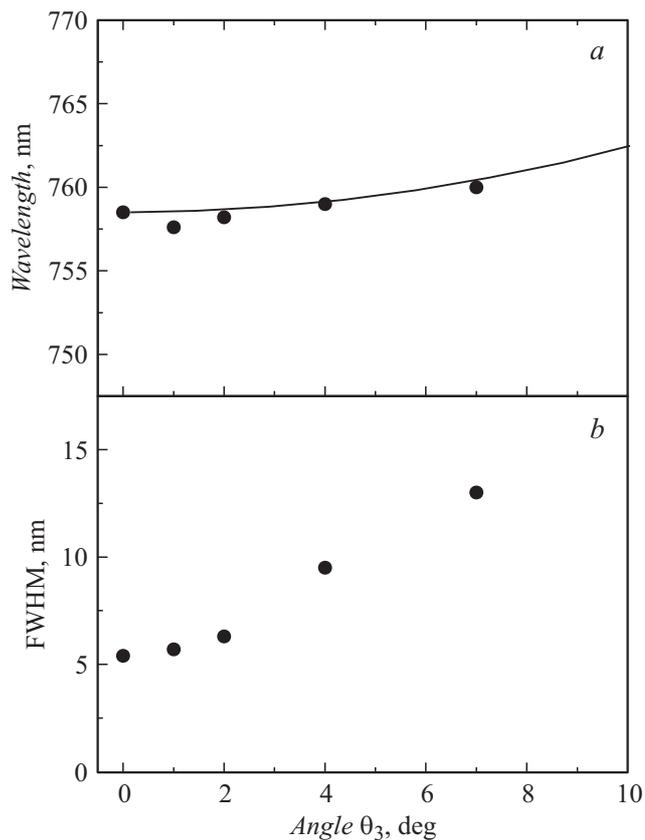


Рис. 5. (а) Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная линия) зависимости положения максимума ФЛ в S -компоненте от угла выхода излучения из подложки θ_3 . (б) Экспериментальная зависимость ширины линии на полувысоте пика ФЛ (FWHM) в S -компоненте от угла выхода излучения из подложки θ_3 .

выхода излучения из подложки θ_3 . Найденное спектральное положение пика хорошо согласуется с расчетом, выполненным по методу амплитуд поля, создаваемых случайными поляризационными токами [29]. При малых углах спектральное положение пика практически постоянно (рис. 5, а), как это и предсказывается в расчете. Экспериментальная угловая зависимость ширины пика приведена на рис. 5, б. При уменьшении угла θ_3 ширина пика ФЛ уменьшается. Такая зависимость объясняется тем, что при уменьшении угла коэффициент отражения от границы пленки с подложкой увеличивается, и добротность микрорезонатора возрастает. Минимальная экспериментально зарегистрированная ширина пика равна 5 nm, что показывает возможность получения узких линий поляризованной ФЛ с шириной в несколько нанометров.

Заключение

Созданы люминесцентные асимметричные многомодовые пленочные волноводы на основе аморфного карбида кремния. Пленки аморфного карбида кремния

($a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$, $x = 0.35$) с толщиной 0.43–0.86 μm нанесены на кварцевую подложку методом плазмохимического газофазного осаждения. В спектрах фотолюминесценции с торца подложки обнаружены узкие пики линейно (P и S) поляризованного излучения в области 650–850 nm. Степень поляризации фотолюминесценции для обоих пиков около 60%. Минимальная ширина пика составляет 5 nm в S -компоненте, при выходе излучения из торца подложки под скользким углом к границе пленка-подложка. Эти пики идентифицированы как излучение в модах утечки. Продемонстрирована возможность спектральной перестройки длины волны излучения изменением толщины пленки $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$. Показано, что длина волны излучения при выводе луча почти параллельно границе пленка-подложка слабо зависит от угла выхода излучения. Данные волноводы могут быть использованы для получения лучей света с радиальной и азимутальной поляризациями.

Авторы благодарны С.А. Грудинкину за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Zhan Q. // Adv. Opt. Phot. 2009. Vol. 1. P. 1–57.
- [2] Oron R., Blit Sh., Davidson N., Friesem A., Bomson S., Hasman E. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. N 21. P. 3322–3324.
- [3] Kozawa Y., Sato Sh. // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. N 22. P. 3063–3065.
- [4] Gupta N.D., Kant N., Kim D.E., Suk H. // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 368. P. 402–407.
- [5] Niziev V.G., Nesterov A.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. P. 1455–1461.
- [6] Zhan Q. // Opt. Expr. 2004. Vol. 12. N 15. P. 3382–3387.
- [7] Scelton S.E., Sergides M., Saija R., Iati M.A., Marago O.M., Jones P.H. // Opt. Lett. 2013. Vol. 38. N 1. P. 28–29.
- [8] Dorn R., Quabis S., Leuchs G. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. N 23. P. 233901-1-233901-4.
- [9] Quabis S., Dorn R., Eberler M., Glöckl O., Leuchs G. // Opt. Commun. 2000. Vol. 179. N 1–6. P. 1–7.
- [10] Бойченко С.В., Мартынович Е.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. № 1. С. 56–60.
- [11] Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D. // Appl. Optics. 1990. Vol. 29. N 15. P. 2235–2239.
- [12] Passilly N., Denis R.S., Ait-Ameur K., Treussart F., Hierle R., Roch J.-F. // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. Vol. 22. N 5. P. 984–991.
- [13] Скиданов Р.В., Морозов А.А. // Компьютерная оптика. 2014. Т. 38. № 4. С. 614–618.
- [14] Levy U., Tsai C.H., Pang L., Feinman Y. // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. N 15. P. 1718–1720.
- [15] Ellenbogen T., Wang D., Crozier K.B. // Opt. Expr. 2012. Vol. 20. N 27. P. 28862–28870.
- [16] Valenta J., Ostatnicky T., Pelant I., Elliman R.G., Linnros J., Honerlage B. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. N 9. P. 5221–5225.
- [17] Luterova K., Skopalova E., Pelant I., Rejman M., Ostatnicky T., Valenta J. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 074307-1-074307-4.

- [18] *Penzkofer A., Holzer W., Tillmann H., Hörhold H.H.* // Opt. Commun. 2004. Vol. 229. P. 279–290.
- [19] *Yokoyama D., Moriwake M., Adachi Ch.* // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 123104-1-123104-13.
- [20] *Ma T., Xu J., Chen K., Du J., Li W.* // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 72. N 1. P. 12–15.
- [21] *Tawada Y., Tsuge K., Kondo M., Okamoto H., Hatahara Y.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 7. P. 5273–5281.
- [22] *Summonte C., Rizzoli R., Bianconi M., Desalvo A., Iencinella D., Giorgis F.* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. N 7. P. 3987–3997.
- [23] *Медведев А.В., Феоктистов Н.А., Грудинкин С.А., Дукин А.А., Голубев В.Г.* // ФТП. 2014. Т. 48. № 10. С. 1409–1415.
- [24] *Chen D., Xu J., Qian B., Chen S., Mei J., Li W., Xu L., Chen K.* // Mater. Chem. Phys. 2008. Vol. 111. N 2–3. P. 279–282.
- [25] *Dukin A.A., Feoktistov N.A., Golubev V.G., Medvedev A.V., Pevtsov A.B., Sel'kin A.V.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 67. P. 046602-1-046602-7.
- [26] *Fu G.-S., Wang X.-Z., Lu W.-B., Dai W.-L., Li X.-K., Yu W.* // Chin. Phys. B. 2012. Vol. 21. No 10. P. 107802-1-107802-6.
- [27] *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 308 с.
- [28] *Голубев В.Г., Дукин А.А., Медведев А.В., Певцов А.Б., Селькин А.В., Феоктистов Н.А.* // ФТП. 2001. Т. 35. № 10. С. 1266–1274.
- [29] *Голубев В.Г., Медведев А.В., Певцов А.Б., Селькин А.В., Феоктистов Н.А.* // ФТТ. 1999. Т. 41. № 1. С. 153–158.