

Список литературы

- Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W *Nature* **424** 824 (2003)
- Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K *Science* **305** 788 (2004)
- Shalaev V M *Nature Photon.* **1** 41 (2007)
- Климов В В *УФН* **178** 875 (2008) [Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)]
- Polman A *Science* **322** 868 (2008)
- Быков В П *ЖЭТФ* **62** 505 (1972) [Bykov V P *Sov. Phys. JETP* **35** 269 (1972)]
- Zengerle R J *Mod. Opt.* **34** 1589 (1987)
- Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
- John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)
- Ивченко Е Л, Незвижский А Н, Йорда С *ФТТ* **36** 2118 (1994) [Ivchenko E L, Nezvizhevskii A N, Jorda S *Phys. Solid State* **36** 1156 (1994)]
- Kochereshko V P et al. *Superlatt. Microstruct.* **15** 471 (1994)
- Fujita T et al. *Phys. Rev. B* **57** 12428 (1998)
- Yablonskii A L et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 1137 (2001)
- Shimada R et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 872 (2002)
- Wood R W *Philos. Mag.* **4** 396 (1902)
- Fano U J *Opt. Soc. Am.* **31** 213 (1941)
- Ebbesen T W et al. *Nature* **391** 667 (1998)
- Linden S, Kuhl J, Giessen H *Phys. Rev. Lett.* **86** 4688 (2001)
- Christ A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 183901 (2003)
- Teperik T V, Popov V V, García de Abajo F J *Phys. Rev. B* **71** 085408 (2005)
- Teperik T V et al. *Nature Photon.* **2** 299 (2008)
- Belotelov V I, Doskolovich L L, Zvezdin A K *Phys. Rev. Lett.* **98** 077401 (2007)
- Zharov A A, Kurin V V *J. Appl. Phys.* **102** 123514 (2007)
- Веселого В Г *УФН* **92** 517 (1967) [Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)]
- Pendry J B *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966 (2000)
- Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
- Podolskiy V, Sarychev A, Shalaev V *Opt. Express* **11** 735 (2003)
- Zhang S et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 137404 (2005)
- Pendry J B, Schurig D, Smith D R *Science* **312** 1780 (2006)
- Liu N et al. *Nature Mater.* **7** 31 (2008)
- Liu N et al. *Nature Photon.* **3** 157 (2009)
- Valentine J et al. *Nature* **455** 376 (2008)
- Papakostas A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 107404 (2003)
- Kuwata-Gonokami M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 227401 (2005)
- Ishihara T, Koshino K, Nakashima H *Phys. Rev. Lett.* **91** 253901 (2003)
- Hatano T et al. *Phys. Rev. Lett.*, in press (2009); arXiv:0904.4800
- Агранович В М, Гартштейн Ю Н *УФН* **176** 1051 (2006) [Agranovich V M, Gartstein Yu N *Phys. Usp.* **49** 1029 (2006)]
- Simovski C R, Tretyakov S A *Phys. Rev. B* **75** 195111 (2007)
- Smith D R et al. *Phys. Rev. B* **65** 195104 (2002)
- Smith D R, Schurig D, Mock J J *Phys. Rev. E* **74** 036604 (2006)
- Pendry J B *Science* **306** 1353 (2004)
- Chen X et al. *Phys. Rev. E* **71** 046610 (2005)
- Rill M S et al. *Nature Mater.* **7** 543 (2008)
- Kwon D-H et al. *Opt. Express* **16** 11822 (2008)
- Figotin A, Vitebsky I *Phys. Rev. E* **63** 066609 (2001)
- Tikhodeev S G, Weiss T, Gippius N A, in preparation (2009)
- Tikhodeev S G et al. *Phys. Rev. B* **66** 045102 (2002)
- Gippius N A, Tikhodeev S G, Ishihara T *Phys. Rev. B* **72** 045138 (2005)

PACS numbers: 36.40.Gk, 73.20.Mf, **78.67**. – n
DOI: 10.3367/UFN.0179.200909i.1007

Плазмонные эффекты в наноструктурах на основе In(Ga)N

Т.В. Шубина, С.В. Иванов,
А.А. Торопов, П.С. Копьев

В докладе рассмотрено влияние эффектов, связанных с локализованными плазмонами в металлических нано-

частицах, на оптические процессы в структурах на основе In(Ga)N. Исследованы особенности излучения и поглощения света и генерации фотовозбуждённых носителей, а также приведены данные по оценке усреднённого усиления в InN/In-наноконструкциях.

Плазмоника представляет собой быстроразвивающуюся область прикладной физики и нанотехнологии, для которой характерно использование эффектов, связанных с коллективными колебаниями электронов проводимости в металлических структурах — плазмонов, причём часто для самых неординарных применений [1]. Многогранность плазмоники проявляется в таких её приложениях, как реализация сред с отрицательным показателем преломления [2], создание маркеров, используемых при расшифровке человеческого генома [3], усиление люминесценции органических полупроводников [4], повышение эффективности фотодетекторов [5] и светоизлучающих диодов [6], управление жидко-кристаллическими слоями [7] и генерация излучения терагерцевого диапазона [8]. Весьма интересны и фундаментальные свойства плазмонных метаструктур, например образование сильных плазмон-поляритонных резонансов, которыми можно эффективно управлять, изменяя строение структуры [9, 10].

Существует ещё одно перспективное направление для реализации потенциала плазмоники. Это — создание однофотонных источников, работающих при комнатной температуре. Локальное усиление электромагнитного поля плазмонами и соответственно увеличение скорости спонтанной рекомбинации около металлической поверхности являются аналогом эффекта Парселла [11] в микрорезонаторах. Отметим, что воспроизводимое изготовление для той же цели микрорезонаторов с квантовыми точками на основе широкозонных полупроводников в настоящее время представляется достаточно проблематичным.

В данном докладе проводится рассмотрение оптических эффектов в полупроводниковых слоях и наноконструкциях, обусловленных локализованными плазмонами (Ми-резонансами), возбуждаемыми в металлических наночастицах. Применение частиц вместо сплошной плёнки имеет преимущества [12]. В частности, вследствие кривизны поверхности частиц происходит отмена запрета на взаимодействие плазмонного возбуждения и светового излучения, связанного с различием волновых векторов. По сути, исследование, результаты которого представлены в данном докладе, особенно в части, касающейся наноконструкций, является продолжением цикла исследований слоёв InN со спонтанно формируемыми кластерами In [13–19]. В ходе данного исследования были обнаружены Ми-резонансы в спектрах термически детектируемого оптического поглощения (ТДОП) и установлено, что плазмоны оказывают заметное воздействие на излучение. В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены совмещённые изображения, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и микро-католюминесценции (микро-КЛ), одного и того же участка слоя InN. Эти изображения показывают усиление инфракрасной микро-КЛ около металлических кластеров и около пор, окружённых преципитатами In.

Современные исследования проводились в основном с использованием двух систем: 1) InGaN и Au-наночастица, 2) InN со специально сформированными клас-

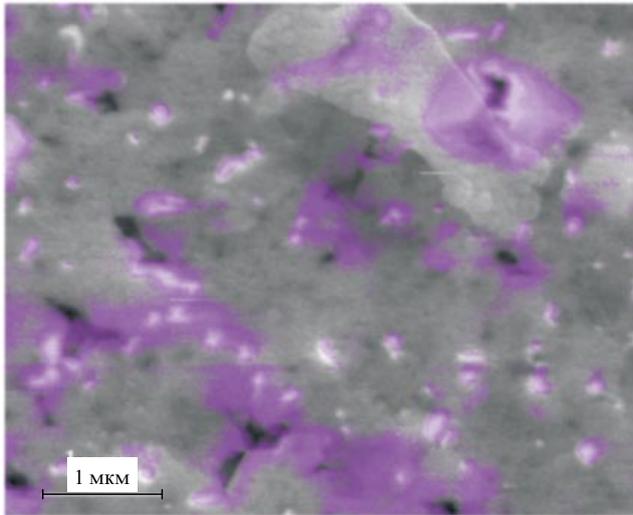


Рис. 1. Совмещённые изображения одного и того же участка слоя InN, полученные с помощью СЭМ и микро-КЛ. Кластеры и поры видны соответственно как светлые и тёмные пятна. Фиолетовые пятна (см. электронную версию статьи на <http://www.ufn.ru>) соответствуют интенсивной инфракрасной (0,75 эВ) КЛ.

терами In. Выбор материальных пар не случаен. Энергия плазменных резонансов в Au-частицах близка к энергии экситонных переходов в слоях твёрдого раствора $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$. Индий как плазменный металл менее известен, чем золото. Однако применимость металла для усиления оптических процессов определяется силой осциллятора плазменного резонанса. Спектральная зависимость этого параметра может быть охарактеризована отношением действительной части комплексной диэлектрической функции металла к её мнимой части: $|\text{Re } \epsilon|/\text{Im } \epsilon$. В инфракрасной области (0,7–1 эВ), где наблюдаются излучательные оптические переходы в InN, это отношение для In не уступает величине для Au в видимой области (около 2 эВ) (рис. 2).

Повышение эффективности излучения предполагает формирование связанных состояний локализованных плазмон – излучающий диполь. При радиационном затухании

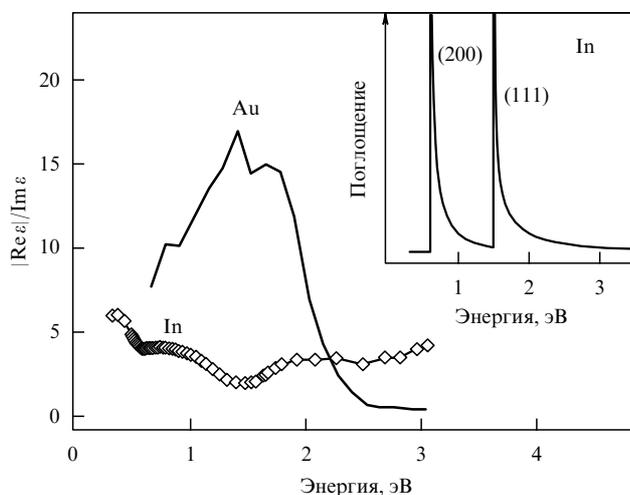


Рис. 2. Спектры $|\text{Re } \epsilon|/\text{Im } \epsilon$ для Au и In. На вставке показан спектр поглощения в In (без учёта рассеяния электронов) за счёт переходов (200) и (111) между параллельными зонами.

плазмона металлическая частица выполняет функции излучающей антенны, однако при нерадиационном затухании (при больших внутренних потерях в частице) плазмон может гасить возбуждение в излучающем диполе. Баланс между этими составляющими зависит, в том числе, от размера частицы [20]. В общем случае для обеспечения взаимодействия излучающего диполя и локализованного плазмона необходимо выполнение ряда условий: 1) пространственная близость диполя и металлической частицы, 2) правильная ориентация диполя относительно направления поляризации плазмона и 3) совпадение резонансных частот.

При аппроксимации металлического кластера эллипсоидом вращения (сфероидом) (c — полуось вращения, полуоси a и b равны между собой) частота ω_i плазмона, поляризованного вдоль i -й оси сфероиды ($i = x, y, z$), определяется резонансным условием $\epsilon(\omega) = -\epsilon_1(L_i^{-1} - 1)$, где $\epsilon_1(\omega)$ — проницаемость окружающей среды, L_i — коэффициент деполаризации, зависящий от соотношения длин осей. Приближённое выражение для частоты записывается как [21]

$$\omega_i = \omega_p [\epsilon_\infty + \epsilon_1(L_i^{-1} - 1)]^{-1/2}, \quad (1)$$

где ω_p и ϵ_∞ — плазменная частота и диэлектрическая константа объёмного металла соответственно. Согласно уравнению (1) ω_i существенно зависит от проницаемости окружающей среды и формы кластера. Например, плазменная частота в объёмном индии равна 11,2 эВ, а в сферическом In-кластере, помещённом в InN ($\epsilon_1 \sim 8$), частота резонанса ω_i оказывается порядка 2,8 эВ. Резонансы в кластерах с соотношением полуосей c/a , значительно отличающимся от единицы, попадают в инфракрасную область спектра при поляризации плазмона вдоль длинной оси сфероиды.

В первом приближении плазмонное усиление люминесценции и поглощения пропорционально $|g|^2$, где $g = E/E_0$ определяется как отношение величины локального электрического поля к полю падающей световой волны E_0 [22]. При поляризации вдоль i -й оси локальный коэффициент усиления поля в окрестности i -го полюса сфероиды равен

$$|g_i(\omega)| = \left| \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + L_i(\epsilon(\omega) - \epsilon_1(\omega))} \right|. \quad (2)$$

На резонансной частоте ω_i локальный коэффициент $|g_i(\omega)|$ достигает значения $L_i^{-1}|\text{Re } \epsilon|/\text{Im } \epsilon \gg 1$. Вообще, коэффициент усиления $|g_i(\omega, \mathbf{r})|$ как функция положения \mathbf{r} на поверхности сфероиды варьируется от значения, задаваемого уравнением (2), до крайне небольшого значения $L_i^{-1}|\text{Re } \epsilon|/\text{Im } \epsilon \sim 1$ на полюсе ортогональной оси (не равной i -й оси) [19, 23].

Применение ближнепольной сканирующей оптической микроскопии позволило исследовать взаимодействие локализованного плазмона в одиночной Au-частице с ограниченным числом экситонных дипольных переходов в слое InGaN [24]. Слои выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием режима, способствующего образованию нанокончатого рельефа поверхности [25], что было подтверждено данными просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (рис. 3а). Флуктуация состава твёрдых растворов приводила к появлению глубоко локализованных состояний, подобных квантовым точкам [26]. Микроскоп

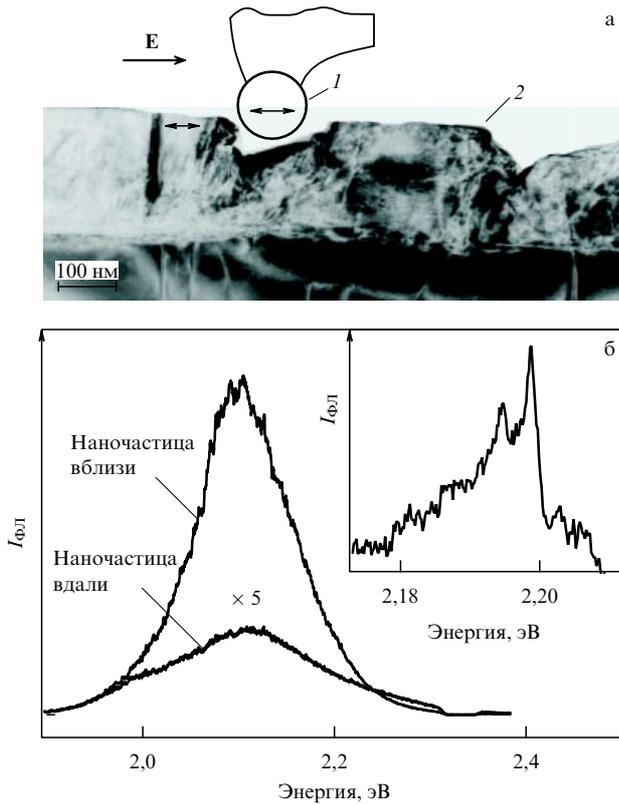


Рис. 3. (а) Схематическое изображение зонда с Au-наночастицей 1, показанное совместно с ПЭМ-изображением 2 поперечного сечения слоя InGaN. Двусторонние стрелки соответствуют ориентации диполя в слое и поляризации плазмона в частице при эффективном усилении. (б) Спектры микро-ФЛ, измеренные при расположении Au-наночастицы вблизи и вдали от поверхности слоя (при $T \approx 300$ К). На вставке показаны узкие линии экситонной ФЛ в низкотемпературном спектре ($T = 12$ К).

"Nanonics CryoView 2000" позволял одновременно измерять карты интенсивности микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) и пространственного рельефа поверхности. Золотая наночастица сферической формы, имеющая характерный размер от 50 до 200 нм, прикреплялась на острие безапертурного зонда. Это давало возможность прецизионного позиционирования частицы в произвольной относительно слоя InGaN области.

Основным результатом этого эксперимента явилось наблюдение усиления интенсивности излучения при приближении золотой частицы к поверхности слоя InGaN (рис. 3б). Также отмечалось появление в низкотемпературных спектрах узких линий, соответствующих рекомбинации одиночных экситонов, что является предпосылкой для исследования системы InGaN/Au в целях создания однофотонных излучателей. Следует отметить, что интенсивность ФЛ при комнатной температуре усиливалась в несколько десятков раз, тогда как предыдущие исследования одиночных молекул органических красителей и коллоидных квантовых точек показывали умеренное (всего до нескольких раз) усиление [27, 28]. Возможно, одной из причин такого различия является шероховатость исследуемых образцов. Сопоставление карт интенсивности ФЛ и изображений атомно-силовой микроскопии, зарегистрированных для одной и той же области, показало, что наиболее яркие пятна ФЛ соответствовали, как правило, углублениям рельефа, в кото-

рые мог опускаться наконечник зонда. Именно в такой конфигурации при конфокальной оптической микроскопии, согласно электродинамике, плазмон в металлической частице, поляризованный вдоль вектора электрического поля, может эффективно взаимодействовать с диполем экситона. Отметим, что усиление, наблюдаемое для Au-частиц диаметром 100 нм, отсутствовало для частиц диаметром 50 нм. Это хорошо согласуется с оценкой, выполненной в модели [29]. Критический размер сферической частицы Au, допускающий усиление, близок к 100 нм.

Исследование нанокомпозитов InN/In позволило понять особенности воздействия плазмонных резонансов на основные оптические процессы (излучение, поглощение, генерацию носителей светом) в случае, когда металлические кластеры находятся внутри оптически активной полупроводниковой матрицы. Наиболее отчетливые результаты получены при исследовании серии структур с периодическими вставками In, выращенных с помощью метода МПЭ [23]. Вставки (числом 6 или 20) имели номинальную толщину от 2 до 48 монослоев (МС); толщина одного МС порядка 0,3 нм. Вставки были разделены слоем InN толщиной 25 нм, выращиваемым при отношении потока N к потоку In, слегка превышающем единицу, с целью подавления спонтанного формирования кластеров In. Однако данные ПЭМ свидетельствуют о том, что кластеры In образуются даже при этих условиях.

Исследования образцов методом микро-КЛ проводились с использованием микроскопа "Hitachi S4300SE", оснащённого детектором с порогом чувствительности 0,6 эВ. Критическая толщина металлических вставок In в InN составляет ~ 1 МС. При превышении этой толщины плоские вставки трансформируются в наборы кластеров. Затем происходят процессы укрупнения кластеров, скопления их около дефектов и формирования агломератов. Именно эти агломераты хорошо видны в СЭМ-изображениях как более светлые области (рис. 4). В образце без вставок видимые скопления кластеров отсутствовали, КЛ была слаба и почти однородна. Яркие пятна КЛ всегда совпадали со скоплениями кластеров In. Исследование в так называемом точечном режиме образца со вставками толщиной в 48 МС показало, что интенсивность излучения в скоплениях кластеров In в 70 раз превышает интенсивность сигнала из областей между ними. В среднем этот образец демонстрирует излучение в 5 раз более яркое, чем слой без вставок.

В реальных нанокомпозитах кластеры могут иметь случайную форму и ориентацию относительно вектора электрического поля. Для того чтобы оценить усиление, усреднённое по ансамблю кластеров, была рассмотрена модель сфероидов со случайным отношением полуосей a/c , имеющих равный (единичный) объём [23]. Неоднородно уширенный спектр усиления $G(\omega) = \langle |g(\omega, \mathbf{r})|^2 \rangle$, определяемый полным набором плазмонов, был получен усреднением по форме кластеров, задаваемой отношением a/c . При этом проводился учёт изменения соотношения площадей областей с малой и большой кривизной поверхности, а также глубины проникновения поля в полупроводник. Электронная структура индия характеризуется наличием параллельных участков электронных зон, между которыми возможны интенсивные переходы около поверхности Ферми, приводящие к дополнительному поглощению в инфракрасном диапа-

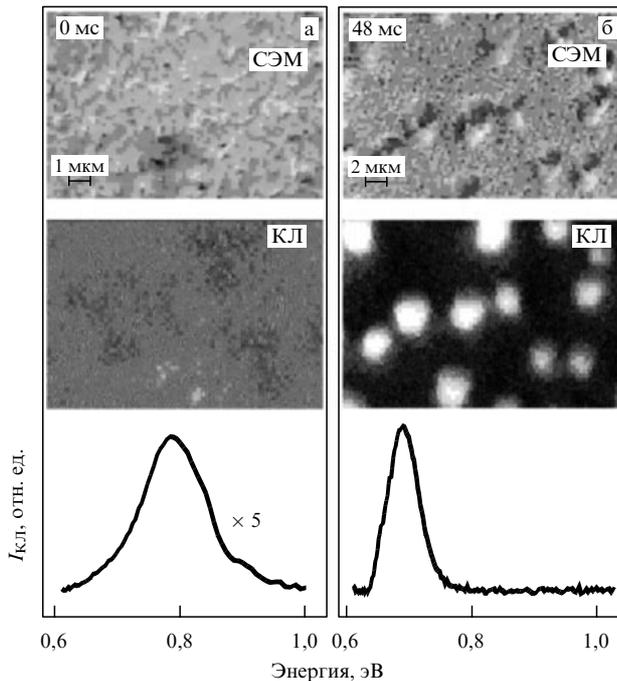


Рис. 4. Сопоставление изображений СЭМ, микро-КЛ и спектров излучения, полученных для одного и того же участка структур: (а) без металлических вставок, (б) со вставками In толщиной 48 МС. Яркие пятна излучения совпадают с агломератами кластеров In.

зоне (обозначение переходов (111) и (200) на рис. 2 дано по классификации [30]). Эта особенность учитывалась в расчётах.

Максимальное значение коэффициента усиления излучения и поглощения $|g(\omega_i)|^2$ для элементарного плазменного возбуждения в InN/In согласно уравнению (2) равно $10^3 - 10^4$ на участках поверхности с большой кривизной. Однако из-за малой доли таких участков и разброса формы сфероидов среднее значение усиления в нанокомпозитах не превышает 10^2 на энергии 0,7 эВ при значениях положения центра распределения $a/c = 1$ (сфера) и ширины распределения $\delta < 10$. Найденное значение усреднённого усиления хорошо согласуется с данными по усилению микро-КЛ около кластеров. Спектральные зависимости, приведённые на рис. 5, показывают, что увеличение δ должно сдвигать основной пик в спектрах поглощения в область низких энергий и обострять его край, поскольку элементарные резонансы наиболее сильны в этой области. Сопоставление рис. 5а и 5б иллюстрирует подавление плазмонного усиления межзонными переходами в полупроводниковой матрице, отмеченное в [14]. Такое же действие оказывают переходы между параллельными зонами в In. Это, в частности, вызывает нередко наблюдаемую в спектрах ТДОП впадину [15–17] на энергии 1,5 эВ, соответствующую (111)-переходам.

Металл-полупроводниковые наноконпозиты представляют собой крайне неоднородные среды. Можно предположить, что некоторые оптические процессы в них могут идти в разных областях, находящихся под различным влиянием плазмонов. Наиболее отчётливые результаты, подтверждающие это, были получены при сопоставлении спектров ТДОП и фототока в InN/In. Термически детектируемое поглощение фиксирует повы-

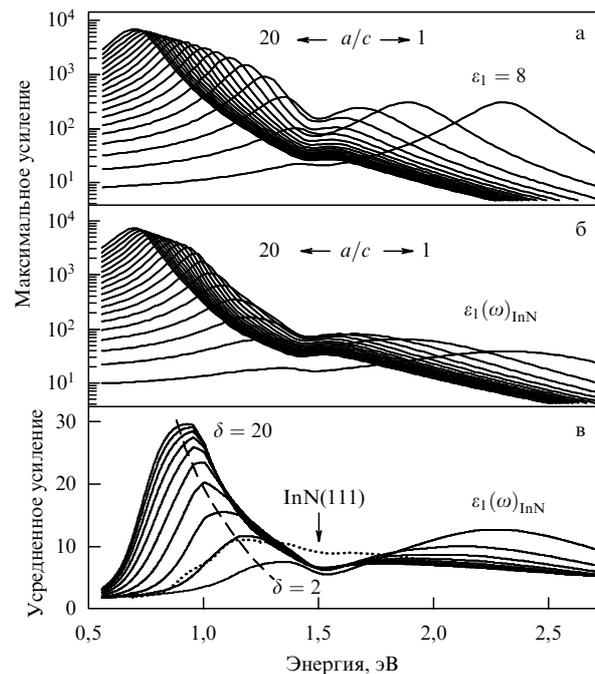


Рис. 5. Спектры максимального усиления при различных значениях отношения a/c (диапазон и направление изменения a/c указаны на рисунке): (а) матрица без поглощения ($\epsilon_1 = 8$); (б) матрица с поглощением (ширина запрещённой зоны $E_g \sim 1$ эВ). (в) Усреднённые спектры усиления, рассчитанные для различных значений δ ($E_g \sim 1$ эВ). Хорошее соответствие наблюдается между расчётным спектром ($\beta = 4$) и экспериментальным спектром ТДОП (пунктирная кривая) образца толщиной 48 МС.

шение температуры образца, вызванное двумя причинами: межзонным поглощением в матрице и диссипативным распадом плазмонов в металлических кластерах. Между тем генерация носителей заряда при возбуждении светом возникает только в области межзонного поглощения в InN. Таким образом, разница в спектрах ТДОП и фототока указывает на существование плазмонных резонансов.

Спектры фототока были зарегистрированы при возбуждении полупроводниковыми лазерами с мощностью 100 мВт, имеющими различную длину волны. При возбуждении лампой накаливания сигнал в области края поглощения был пренебрежимо мал, в отличие от сигналов в других полупроводниках, например GaN и GaAs, в которых фототок легко возбуждался светом лампы при той же экспериментальной конфигурации. Край спектров поглощения и фототока, измеренные в этих полупроводниках, практически совпадали. Тогда как в наноконпозитах край ТДОП оказался существенно ниже края фототока (рис. 6а), что может быть объяснено вкладом оптических потерь, вызванных диссипативным распадом плазмонных резонансов. Следует подчеркнуть, что плазмоны могли бы увеличивать скорость генерации носителей, формирующих фототок [31], если бы имела какая-либо плотность состояний в этой области. Следовательно, матрица действительно имеет край поглощения, сдвинутый в область высоких энергий, что может быть вызвано отчасти нестехиометрией, сопутствующей формированию кластеров [32, 33].

В настоящее время существует широкий интерес к InN как к перспективному материалу для солнечных

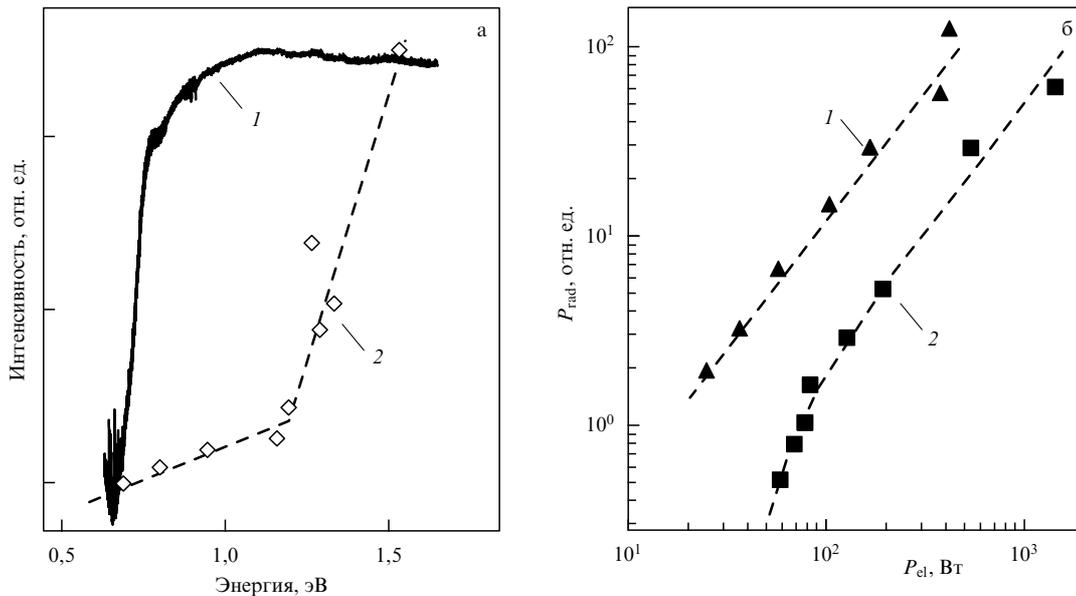


Рис. 6. (а) Спектры ТДОП (кривая 1) и фототока (кривая 2) в нанокompозите InN/In. (б) Зависимость мощности терагерцевого излучения (~ 3 ТГц) в структурах с параметрами: $n = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 1000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ (кривая 1) и $n = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 200 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ (кривая 2).

батарей [34]. На основе полученных данных можно заключить, что отсутствие реальных достижений в этой области, возможно, связано с пренебрежением спонтанным формированием кластеров In. С одной стороны, плазмоны в этих кластерах усиливают ФЛ, с другой — в таких структурах эффективный край поглощения матрицы сдвинут в сторону больших энергий и плотность дефектов увеличена [35]. Это подавляет фотовольтаический отклик в InN при энергиях возбуждения, меньших 1,3–1,5 эВ.

В нанокompозитах InN/In было зарегистрировано терагерцевое излучение (с частотой около 3 ТГц) при накачке электрическими импульсами [36, 37]. Измерения проводились при температуре 4,2 К так, как это было описано в [38]. Природа терагерцевого излучения в настоящее время уточняется. Достоверно установлено, что его интенсивность зависит от концентрации свободных электронов n и подвижности μ (рис. 6б). Спектральный диапазон излучения согласуется с механизмом терагерцевого излучения за счёт поверхностных плазмонов, возбуждаемых в полупроводниковой матрице n -типа [39]. В этом случае наблюдаемое возрастание интенсивности терагерцевого излучения при увеличении мощности накачки может быть связано с повышением температуры электронного газа, способствующего термическому заполнению плазмонных мод [40]. Исследования с помощью СЭМ и последующим фурье-преобразованием изображений показали, что нанокompозиты часто имеют периодичность в расположении нанокolонки, кластеров и пор. Выполнение условия брэгговской дифракции на структурных неоднородностях может способствовать эффективному выводу терагерцевого излучения. В то же время радиационное затухание локализованных плазмонов в достаточно больших кластерах In имеет характерные времена, соответствующие близким частотам, что может указывать на вовлечение данных плазмонов в процесс генерации излучения.

Итак, в настоящем докладе рассмотрены эффекты, связанные с возбуждением локализованных плазмонов в

металлических наночастицах, и их взаимодействие с дипольными переходами в полупроводнике. Экспериментальные результаты приведены для систем на основе In(Ga)N. Однако предварительные изыскания показывают, что сходные результаты могут быть получены и при использовании других полупроводников. Это открывает широкие возможности для применения плазмонных эффектов в оптоэлектронике.

Авторы признательны исследователям, принимающим участие в данной работе, в особенности Н.А. Гиппиусу, В.А. Шальгину, В.А. Кособукину, Т.А. Комисаровой. Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (гранты 07-02-00786а и 09-02-01305а) и Президиума РАН (Программа № 27).

Список литературы

- Ozbay E *Science* **311** 189 (2006)
- Shalaev V M *Nature Photon.* **1** 41 (2007)
- Wabuye M B, Vo-Dinh T *Anal. Chem.* **77** 7810 (2005)
- Bellessa J et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 036404 (2004)
- Hetterich J et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **43** 855 (2007)
- Shen K-C et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 231111 (2008)
- Kamaga C et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 173119 (2007)
- Chen H-T et al. *Nature* **444** 597 (2006)
- Christ A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 183901 (2003)
- Christ A et al. *Nano Lett.* **8** 2171 (2008)
- Purcell E M *Phys. Rev. B* **69** 681 (1946)
- Климов В В *УФН* **178** 875 (2008) [Klimov V V *Phys. Usp.* **51** 839 (2008)]
- Shubina T V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 117407 (2004); **95** 209901 (2005)
- Shubina T V et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 269702 (2004)
- Shubina T V et al. *Phys. Status Solidi A* **202** 2633 (2005)
- Shubina T V et al. *Phys. Status Solidi A* **203** 13 (2006)
- Shubina T V et al. *J. Cryst. Growth* **288** 230 (2006)
- Bartel T P et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 101908 (2007)
- Shubina T V et al. *Phys. Status Solidi C* **4** 2445 (2007)
- Crowell J, Ritchie R H *Phys. Rev.* **172** 436 (1968)
- Kreibig U, Vollmer M *Optical Properties of Metal Clusters* (Berlin: Springer, 1995)
- Moskovits M *Rev. Mod. Phys.* **57** 783 (1985)
- Shubina T V et al. *Phys. Rev. B* **79** 153105 (2009)

24. Toropov A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 037403 (2009)
25. Jmerik V N et al. *J. Cryst. Growth* **301** – **302** 469 (2007)
26. Ivanov S V et al. *J. Cryst. Growth* **301** – **302** 465 (2007)
27. Lakowicz J R *Anal. Biochem.* **298** 1 (2001)
28. Farahani J N et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 017402 (2005)
29. Gersten J, Nitzan A *J. Chem. Phys.* **75** 1139 (1981)
30. Головашкин А И и др. *ЖЭТФ* **51** 1623 (1966) [Golovashkin A I et al. *Sov. Phys. JETP* **24** 1093 (1967)]
31. Westphalen M et al. *Solar Energy Mater. Solar Cells* **61** 97 (2000)
32. Shubina T V et al. *Phys. Status Solidi A* **202** 377 (2005)
33. Shubina T V et al. *Phys. Status Solidi C* **4** 2474 (2007)
34. Wu J et al. *J. Appl. Phys.* **94** 6477 (2003)
35. Komissarova T A et al. *ФТП* **43** 304 (2009) [*Semicond.* **43** 285 (2009)]
36. Шубина Т В и др., в сб. *Труды 1-го Междунар. форума по нанотехнологиям, Москва, Россия, 3–5 декабря 2008 г.* (М.: Rusnanotech, 2008) с. 183
37. Шубина Т В и др. *Изв. РАН, Сер. физ.* (в печати, 2009)
38. Shalygin V A et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 161128 (2007)
39. Mikhailov S A *SPIE Proc.* **3828** 139 (1999)
40. Höpfel R A, Vass E, Gornik E *Phys. Rev. Lett.* **49** 1667 (1982)

PACS numbers: 42.25.Fx, 78.20.Ls, **78.67**. – n
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909j.1012

Резонансное рассеяние света на наноструктурированных металлических и ферромагнитных плёнках

В.В. Курин

1. Введение

В докладе показано, что магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены в композитных наноструктурированных метаматериалах и ферромагнитных фотонных кристаллах. Причиной усиления могут быть как индивидуальные резонансы в наночастицах, плазменные или геометрические, так и коллективные резонансы, обусловленные эффектами многократного рассеяния в решётках нанонеоднородностей.

Магнитооптические эффекты, заключающиеся в изменении поляризации света при взаимодействии с ферромагнитными материалами, интенсивно изучаются на протяжении уже довольно длительного времени и практически используются для магнитооптической записи информации [1].

Кажется очевидным, что магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены в наноструктурированных композитных материалах благодаря электродинамическим резонансным эффектам, изучению которых в последнее время уделяется повышенное внимание [2]. Природа резонансов может быть различной. Это могут быть, в частности, резонансы, связанные с возбуждением собственных мод индивидуальных нанонеоднородностей. Пример усиления магнитооптических эффектов, обусловленного индивидуальными резонансами в среде, состоящей из ферромагнитных наночастиц, впервые был рассмотрен в работе [3].

В данном сообщении демонстрируется, что к усилению магнитооптических эффектов могут приводить также резонансные эффекты другой природы, такие как возбуждение замедленных волноводных мод, резонансное рассеяние на нановолноводах и эффекты многократного рассеяния.

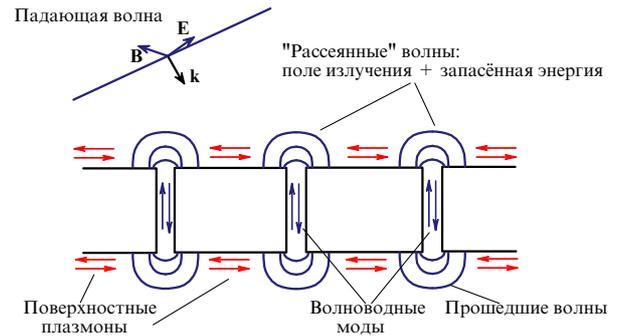


Рис. 1. Схема рассеяния электромагнитной волны на наноперфорированной ферромагнитной плёнке. Показаны основные виды волн, возбуждаемых в процессе рассеяния.

Для того чтобы продемонстрировать эффекты резонансного усиления магнитооптических эффектов, мы рассмотрим простую модель искусственной среды, представляющую собой ферромагнитную плёнку с цилиндрическими отверстиями. Вектор намагниченности будем полагать направленным по нормали к плёнке. Размеры неоднородностей будем считать меньшими как длины волны, так и толщины скин-слоя в металле. На рисунке 1 приведена схема рассеяния электромагнитной волны на такой структуре и показаны основные возбуждающиеся волны.

В оптическом диапазоне частот гиротропия ферромагнетика связана с гироэлектрическим механизмом [1], обусловленным спин-орбитальным взаимодействием [4], которое проявляется только в недиагональных элементах тензора диэлектрической проницаемости. Магнитную проницаемость можно принять равной единичному диагональному тензору $\mu_{ik} = \delta_{ik}$. В системе координат, в которой ось z ориентирована вдоль направления вектора намагниченности \mathbf{M} , а вектор $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ лежит в перпендикулярной плоскости, тензор диэлектрической проницаемости ферромагнитной плёнки является аналогичным по структуре тензору электронного газа в магнитном поле и записывается в виде

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где ε , η — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости, g — параметр гиротропии, пропорциональный величине намагниченности. Характерная величина гиротропии типичного ферромагнетика So $g \sim 10^{-2}$, что соответствует эффективному магнитному полю 10^6 Гс. Диагональные элементы тензора $\varepsilon \approx \eta \sim 1$ имеют порядок, характерный для металлов.

2. Распространение волн в ферромагнитном нановолноводе

Решение задачи рассеяния на перфорированной плёнке естественно начать с изучения собственных мод цилиндрической нанодырки. Будем считать, что вектор намагниченности параллелен оси волновода, которая направлена по нормали к плёнке. Следует заметить, что такое направление намагниченности в сплошной плёнке довольно трудно осуществить ввиду большого вклада магнитостатической энергии и поэтому для достижения