Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 11, с. 876 – 880

О порогах генерации хирального лазера циркулярно-поляризованного излучения

Н. В. Валенко[+*], *Н. А. Гиппиус*[×], *В. Д. Кулаковский*[+], *С. Г. Тиходеев*[○+*1)]

[+]*Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва, Россия*

[○]*Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 апреля 2025 г.
После переработки 21 апреля 2025 г.
Принята к публикации 22 апреля 2025 г.

Рассчитаны дисперсии собственных экситон-поляритонных резонансных энергий и затуханий, а также параметры Стокса излучения в дальней волновой зоне в полупроводниковом микрорезонаторе с хиральным фотонным кристаллом с симметрией C_4 на верхнем брэгговском зеркале. Показано, что понижение симметрии области лазерной генерации в таком микрорезонаторе приводит к нарушению равенства порогов генерации двукратно вырожденных состояний в Γ точке зоны Бриллюэна и эллиптической поляризации лазерного излучения в дальней волновой зоне с высокой степенью циркулярной поляризации и ориентацией линейно-поляризованной составляющей, определяемой формой области возбуждения.

DOI: 10.31857/S0370274X25060034, EDN: UKOETW

В последние 10–15 лет большой интерес исследователей привлекает создание компактных источников циркулярно-поляризованного света, в том числе лазеров без использования четвертьволновых пластин и постоянного магнитного поля [1–13], см., например, обзор в недавней работе [14]. Одна из возможностей – использование хиральных фотонно-кристаллических слоев и метаматериалов. Лазеры на основе полупроводникового микрорезонатора с хиральным фотонно-кристаллическим слоем с оптической накачкой при $T = 300\,\mathrm{K}$ и $10\,\mathrm{K}$ были продемонстрированы в работах [4] и [5] соответственно, а также и с электрической накачкой в [11].

На рисунке 1 показана одна элементарная ячейка лазера, оптимизированного для получения циркулярно-поляризованного излучения структурой из работы [4]. Фотонный кристалл исследуемой структуры имеет точечную группу симметрии C_4. Известно [15], что такая точечная симметрия плюс инвариантность уравнений Максвелла по отношению к обращению времени (электродинамическая взаимность) приводят к тому, что основное резонансное состояние хирального микрорезонатора в Γ-точке 1-й зоны Бриллюэна планарного фотонного кристалла (т.е., для излучения по нормали к структуре) оказывается двукратно вырожденным.

В связи с этим возникает вопрос о пороге генерации таких лазеров, а именно, какая из компонент дублета первой теряет устойчивость при увеличении интенсивности накачки и, таким образом, определяет поляризацию возникающего лазерного излучения. В случае резонансного дублета любая из его линейных комбинаций имеет одинаковую резонансную частоту и добротность, но, в принципе, произвольную поляризацию.

В рассмотренном ниже примере одно из представлений резонасного дублета в дальнем поле имеет близкую к 100 % циркулярную поляризацию излучения обеих компонент дублета: лево-поляризованную первую компоненту дублета и право-поляризованную вторую компоненту. При этом эффективность излучения по нормали к структуре у лево-поляризованной компоненты примерно на порядок больше, чем у право-поляризованной. Казалось бы, при равных добротностях этих компонент резонансного дублета, можно было бы ожидать, при многократном возбуждении генерации, возникновения импульсов лазерного излучения со случайной, преимущественно лево-циркулярной, поляризацией. Однако во всех экспериментах [4, 5, 11] вместо этого наблю-

[1)]e-mal: tikh@gpi.ru

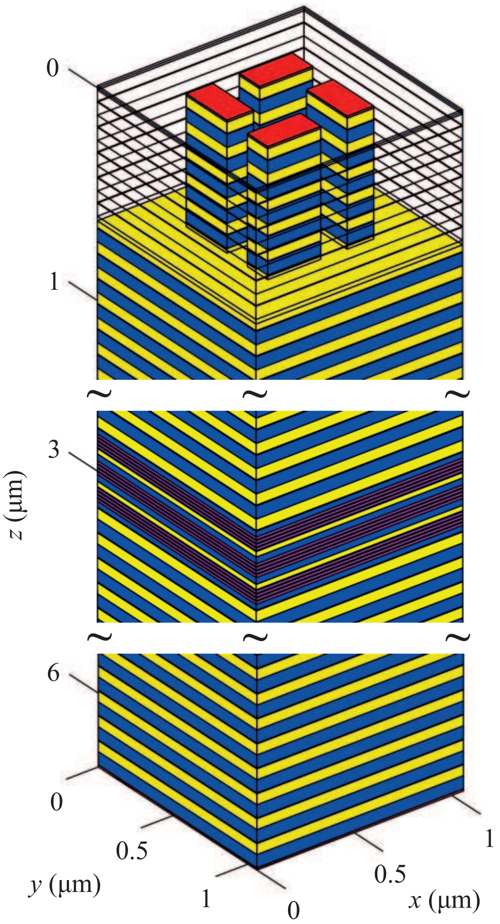

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение элементарной ячейки брэгговского полупроводникового микрорезонатора с хиральным фотонно-кристаллическим слоем на верхнем зеркале

дается генерация почти полностью поляризованного эллиптически излучения, с высокой долей левой циркулярной поляризации и с воспроизводимой ориентацией линейной компоненты поляризации. (В случае аналогичной, но зеркально-симметричной структуры направление преимущественной циркулярной поляризации — правое.)

Очевидно, что такое поведение возможно при понижении симметрии структуры и снятии вырождения резонансного дублета. Оно может быть вызвано технологическими причинами, например, отклонением симметрии фотонно-кристаллической решетки от расчетной симметрии C_4. Такой механизм понижения симметрии был рассмотрен нами ранее [4]. В данной работе мы показываем, что даже при идеально изготовленной структуре возможно снятие вырождения резонансного дублета при отклонении симметрии области возбуждения структуры от цилиндрической. При этом ориентация линейной компоненты поляризации лазерного излучения выше порога определяется формой области возбуждения.

Конечность области возбуждения реальной лазерной структуры приводит к тому, что ее излучение имеет конечную угловую апертуру (порядка 3° в экспериментах [4, 5, 11]), величина которой дифракционно связана с размером области возбуждения. При анизотропии последней в образовании лазерного излучения принимают участие не только дублет вырожденных состояний в Г-точке двумерного фотонного кристалла, но и невырожденные синглетные состояния в анизотропной области его обратного пространства вблизи Г-точки, имеющие разное затухание и, следовательно, разные пороги лазерной генерации.

Все расчеты ниже проведены методом оптической матрицы рассеяния в рамках Фурье-модального метода [16, 17], для хирального микрорезонатора, оптимизированного для получения излучения с высокой степенью циркулярной поляризации [4, 5]. Микрорезонатор состоял из буферного слоя GaAs (толщиной 10 нм), четвертьволнового слоя AlGaAs (53.5 нм) верхнего брэгговского зеркала из 23 разделенных слоями GaAs (3 нм) брэгговских пар четвертьволновых AlAs (62.2 нм) и AlGaAs (53.5 нм) слоев. Активная область макрорезонатора (средняя часть рис. 1) содержала три группы из четырех GaAs (13 нм) квантовых ям, разделенных барьерами AlAs (4 нм), в обкладках из AlAs (28 нм) и AlGaAs (26 нм) – верхняя группа квантовых ям, AlAs (32 нм) и AlAs (32 нм) – средняя группа, AlGaAs (26 нм) и AlAs (28 нм) – нижняя группа. Нижнее брэгговское зеркало (на GaAs подложке) состояло из 27 разделенных слоями GaAs (3 нм) брэгговских пар из четвертьволновых AlGaAs (52.6 нм) и AlAs (61.8 нм) слоев. Диэлектрические проницаемости GaAs, AlGaAs и AlAs в расчетах считались изотропными, бездисперсионными и равными соответственно 13.26, 12.61 и 9.115, что соответствует низкотемпературному случаю. Диэлектрическая проницаемость GaAs квантовых ям учитывала один экситонный полюс,

$$\varepsilon_x(E) = \varepsilon_{\mathrm{GaAs}} \left(1 + \frac{2E_x\Delta_{LT}}{E_x^2 - E^2 - iE\Gamma_x}\right),$$

с $E_x = 1547.5$ мэВ, $\Gamma_x = 0.03$ мэВ, $\Delta_{LT} = 0.22$ мэВ. Такие значения параметров были подогнаны для правильного воспроизведения измеренных экспериментально спектров отражения микрорезонатора перед изготовлением на нем фотонного кристалла в области нижнего экситон-поляритона.

На верхнем зеркале оптимизированного для получения циркулярно-поляризованного излучения мик-

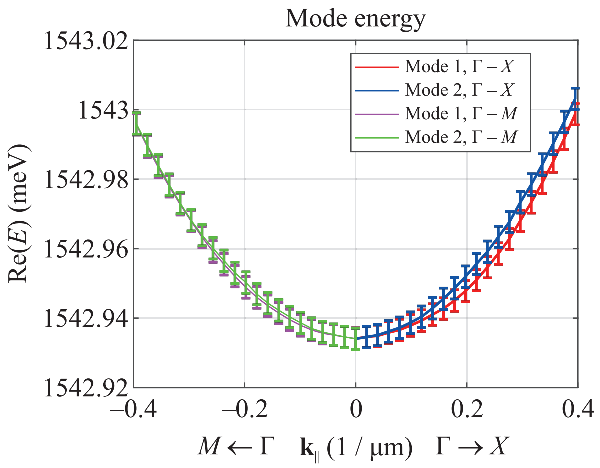

Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассчитанные дисперсии собственных энергий основных резонансных состояний хирального микрорезонатора $\mathrm{Re}\,E(\mathbf{k}_\parallel)$ в окрестности Γ-точки 1-й зоны Бриллюэна двумерной квадратной решетки хирального фотонного кристалла. Здесь и на следующих рисунках показаны дисперсии по неэквивалентным направлениям вдоль сторон квадрата $\Gamma \to X$ (справа) и вдоль диагоналей $\Gamma \to M$ (слева). Вертикальные отрезки показывают оценку расчетной ошибки

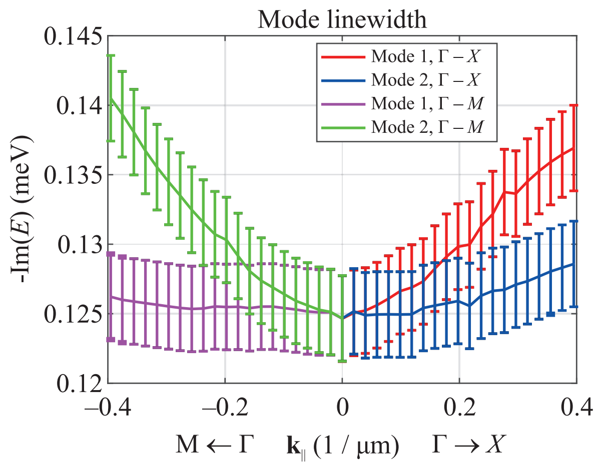

Рис. 3. (Цветной онлайн) Рассчитанные дисперсия полуширин (затуханий) основных резонансных состояний хирального микрорезонатора $-\mathrm{Im}\,E(\mathbf{k}_\parallel)$ в окрестности Γ-точки 1-й зоны Бриллюэна двумерной квадратной решетки хирального фотонного кристалла

рорезонатора был изготовлен хиральный фотонный кристалл с квадратной (период 1.06 мкм) решеткой прямоугольных микропилларов размеров 270×135 нм^2, расстоянием между пилларами 135 нм и высотой $\sim$600 нм, что соответствовало глубине травления в 4.75 верхних брэгговских пар.

На рисунке 2 показаны рассчитанные методом линеаризации частотной зависимости матрицы рассеяния структуры [17] дисперсии собственных энергий $\mathrm{Re}\,E(\mathbf{k}_\parallel)$ основных резонансных состояний хирального микрорезонатора по высокосимметричным направлениям планарного квазиимпульса $\mathbf{k}_\parallel$ $\Gamma \to X$ и $\Gamma \to M$ в окрестности Γ-точки 1-й зоны Бриллюэна двумерной квадратной решетки хирального фотонного кристалла, а на рис. 3 – дисперсии полуширины этих резонансов $-\mathrm{Im}\,E(\mathbf{k}_\parallel)$. Как видно из этих рисунков, по направлениям $\mathbf{k}_\parallel$ $\Gamma \to X$ добротность, определяемая как

$$Q = \frac{\mathrm{Re}\,E}{2\,|\mathrm{Im}\,E|},$$

у синглета 2 (Mode 2), показанного на рис. 2–4 синими линиями, становится больше, чем у синглета 1 (Mode 1, красные линии). Тогда как по направлениям $\Gamma \to M$, наоборот, добротность синглета 1 (Mode 1, фиолетовые линии) больше, чем синглета 2 (Mode 2, зеленые линии).

Рассчитанные дисперсии собственных энергий расщепившихся синглетных состояний показаны в области квазиимпульса $k < 0.4$ мкм$^{-1}$, что соответствует размеру когерентной области лазерного излучения шириной $\sim$5 мкм, наблюдающегося экспериментально на образце в работах [4, 5, 11].

Для того, чтобы определить состояние поляризации синглета с большей добротностью и, соответственно, с меньшим порогом лазерного возбуждения, нужно вычислить дисперсию параметров Стокса S_1, S_2 и S_3. Параметр Стокса S_1 равен степени линейной поляризации вдоль направлений x (если $S_1 > 0$) и y ($S_1 < 0$). Параметр Стокса S_2 равен степени линейной поляризации вдоль диагональных направлений $+x, +y$ (если $S_2 > 0$) и $+x, -y$ ($S_2 < 0$). Параметр S_3 равен степени циркулярной поляризации: правой (если $S_3 > 0$) и левой (если $S_3 < 0$). Получившиеся дисперсии параметров Стокса расщепившихся синглетов для тех же направлений планарного квазиимпульса в 1-й зоне Бриллюэна показаны на рис. 4.

На рисунке 4с видно, что в довольно большой области квазиимпульсов (угловых апертур излучения $\sim 2°$) оба синглета сохраняют высокую степень левой циркулярной поляризации ($S_3 < -0.7$). Таким образом, в любом случае следует ожидать эллиптическую поляризацию лазерного излучения выше порога генерации с высокой степенью циркулярной поляризации $> 70\,\%$.

Дисперсии двух первых параметров Стокса позволяют определить ориентацию линейной компоненты поляризации. Например, при вытянутости области возбуждения вдоль направления y в реальном

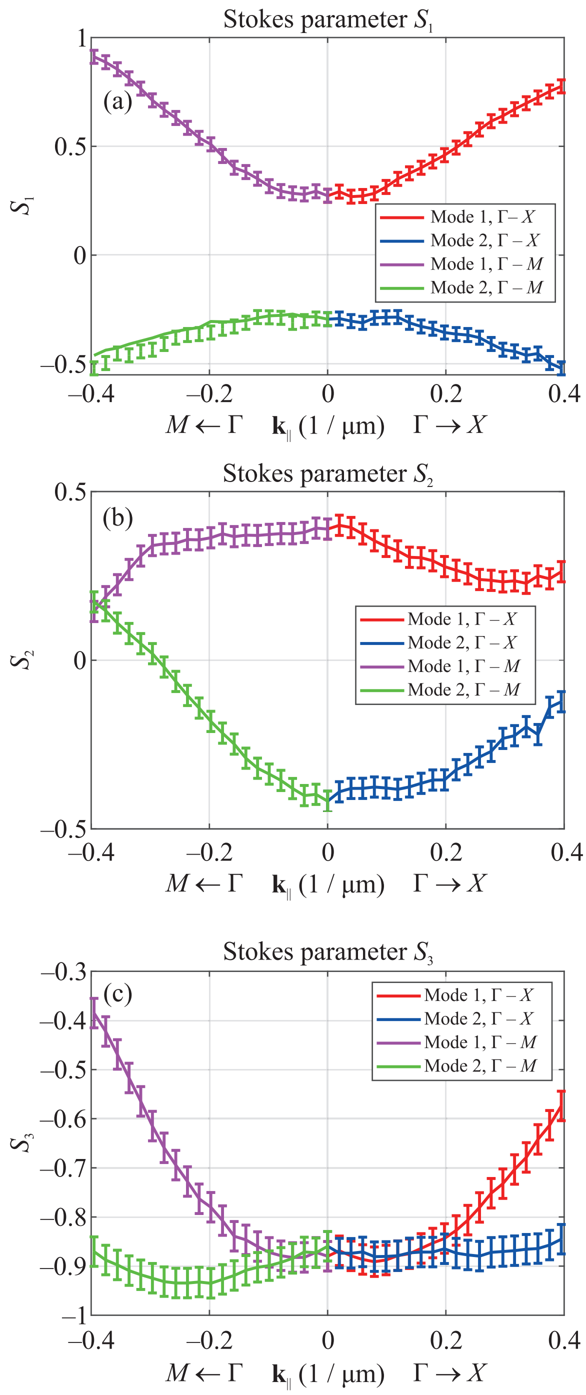

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные зависимости параметров Стокса $S_1(\mathbf{k}_\parallel)$ (a), $S_2(\mathbf{k}_\parallel)$ (b) и $S_3(\mathbf{k}_\parallel)$(c) в дальней волновой зоне для основных резонансных состояний хирального микрорезонатора в окрестности Г-точки 1-й зоны Бриллюэна двумерной квадратной решетки хирального фотонного кристалла

пространстве, что соответствует вытянутости волнового пакета излучения в обратном пространстве вдоль x, бо́льшую добротность (и более низкий порог генерации) имеет волновой пакет, составленный из синглетов 2 типа, с примерно одинаковыми степенями поляризации вдоль y и $+x, -y$ ($S_{1,2} < 0$), см. рис. 4a, b. Тогда как при вытянутости области возбуждения вдоль $+x, -y$ в реальном пространстве ($+x, +y$ в обратном пространстве) большей добротностью в среднем будет обладать волновой пакет, составленный из синглетов 1-го типа, и можно ожидать примерно одинаковых степеней линейной поляризации вдоль x и $+x, +y$ ($S_{1,2} > 0$).

Таким образом, нами показано, что понижение симметрии области лазерной генерации полупроводникового микрорезонатора с хиральным фотоннокрис таллическим слоем на верхнем зеркале с симметрией C_4 приводит к нарушению равенства порогов генерации двукратно вырожденных состояний в Г точке зоны Бриллюэна и эллиптической поляризации лазерного излучения в дальней волновой зоне с высокой степенью циркулярной поляризации и ориентацией линейно-поляризованной составляющей, определяемой формой области возбуждения.

Авторы благодарны Томасу Вайссу (T. Weiss), Д. А. Громыко и М. В. Горкунову за обсуждение.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 24-12-00411.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **106**, 057402 (2011).
2. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S. V. Lobanov, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, Phys, Rev. B **89**, 045316 (2014).
3. S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, Opt. Lett. **40**, 1528 (2015).
4. A. A. Demenev, V. D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Brodbeck, M. Kamp, S. Höfling, S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, Appl. Phys. Lett. **109**, 171106 (2016).
5. V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, and S. Höfling, J. Phys.: Conf. Ser. **1092**, 012071 (2018).
6. K. Tanaka, D. Arslan, S. Fasold, M. Steinert, J. Sautter, M. Falkner, T. Pertsch, M. Decker, and I. Staude, ACS Nano **14**, 15926 (2020).
7. D. Qu, M. Archimi, A. Camposeo, D. Pisignano, and E. Zussman, ACS Nano **15**, 8753 (2021).
8. X. Gao, Y. Xu, J. Huang, Z. Hu, W. Zhu, X. Yi, and L. Wang, Opt. Lett. **46**, 2666 (2021).

9. C. F. Fong, Y. Ota, Y. Arakawa, S. Iwamoto, and Y. K. Kato, Phys. Rev. Res. **3**, 043096 (2021).
10. X. Zhang , Y. Liu, J. Han, Y. Kivshar, and Q. Song, Science **377**, 1215 (2022).
11. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, and S. Höfling, Phys. Rev. Appl. **17**, L021001 (2022).
12. S. Takahashi, Y. Kinuta, S. Ito, H. Onishi, K. Yamashita, J. Tatebayashi, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, Appl. Phys. Lett. **126**, 081108 (2025).
13. D. Gromyko, J. S. Loh, J. Feng, C.-W. Qiu, and L. Wu, Phys. Rev. Lett. **134**, 023804 (2025).
14. J.-T. Tsai, C.-T. Hsieh, C.-C. Cheng, M.-H. Shih, and S.-W. Chang, Laser Photonics Rev. **18**, 2300574 (2024).
15. B. Hopkins, A. N. Poddubny, A. E. Miroshnichenko, and Y. S. Kivshar, Laser Photonics Rev. **10**, 137 (2016).
16. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).
17. N. A. Gippius, T. Weiss, S. G. Tikhodeev, and H. Giessen, Opt. Express **18**, 7569 (2010).