

УДК 538.958

МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В ХИРАЛЬНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

© 2023 г. О. А. Дмитриева^{1,2,*}, Н. А. Гиппиус^{3,**},
член-корреспондент РАН С. Г. Тиходеев^{1,2,***}

Поступило 09.12.2022 г.
После доработки 09.12.2022 г.
Принято к публикации 23.12.2022 г.

Теоретически исследованы особенности эффектов би- и мультистабильности в полупроводниковом брэгговском микрорезонаторе с хиральным фотонно-кристаллическим слоем на верхнем зеркале. Показано, что отклик такой хиральной структуры на линейно-поляризованную когерентную резонансную накачку демонстрирует резкие мультистабильные переключения со скачками экситонной интенсивности и степени циркулярной поляризации. Показано, что в случае, если пороги бистабильных переходов в системе с разными знаками циркулярной поляризации отличаются незначительно (неоптимизированная структура), вследствие мультистабильных переходов можно ожидать скачков степени циркулярной поляризации отклика даже большей амплитуды, чем в оптимизированной структуре с исходно высокой степенью циркулярной поляризации экситонного отклика при низкой интенсивности накачки.

Ключевые слова: полупроводниковый брэгговский микрорезонатор, фотонный кристалл, хиральность, нелинейность, бистабильность, мультистабильность

DOI: 10.31857/S2686740023030057, EDN: OYJPP0

В последнее десятилетие в литературе обсуждалось создание компактных источников циркулярно-поляризованного света, в том числе лазеров. Такие источники могли бы быть весьма полезными для приложений в спектроскопии и сенсорике, однако традиционные методы получения циркулярно-поляризованного света (с помощью четвертьволновых пластин, холестерических жидких кристаллов [1] или в статическом магнитном поле) весьма далеки от компактности. Некоторые возможности здесь могут возникнуть в спинтронике, с помощью инъекции спин-поляризованных электронно-дырочных пар [2, 3]. Но развивался и альтернативный подход, основанный на использовании хиральных фотонных структур [4–11]. В частности, был продемонстрирован полупроводниковый лазер с электрической

накачкой и излучением с высокой (достигающей 90%) степенью циркулярной поляризации выше порога лазерной генерации [9, 10] на основе полупроводникового брэгговского микрорезонатора с хирально-модулированным верхним зеркалом (хирального микрорезонатора). С другой стороны, полупроводниковые микрорезонаторы такого типа с экситон-поляритонами при резонансной оптической накачке демонстрируют интересные эффекты бистабильности [12] и мультистабильности [13, 14] благодаря синему сдвигу экситонного резонанса с ростом интенсивности накачки.

Цель настоящей работы – теоретически исследовать особенности эффектов мультистабильности в хиральном микрорезонаторе при когерентной резонансной линейно-поляризованной накачке. Будет показано, что даже при малой степени циркулярной поляризации фотолуминесценции хирального микрорезонатора при низкой интенсивности резонансной накачки, с ростом интенсивности в системе должен происходить резкий мультистабильный переход в состояние с высокой степенью циркулярной поляризации фотолуминесценции.

Рассмотрим брэгговский микрорезонатор с квантовыми ямами в активной области (рис. 1) типа исследованных в работах [7, 9, 10]. Исходный планарный микрорезонатор (рис. 1а) не яв-

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

² Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Сколковский институт науки и технологии,
Москва, Россия

*E-mail: dmitrieva.oa16@physics.msu.ru

**E-mail: n.gippius@skoltech.ru

***E-mail: tikh@gpi.ru

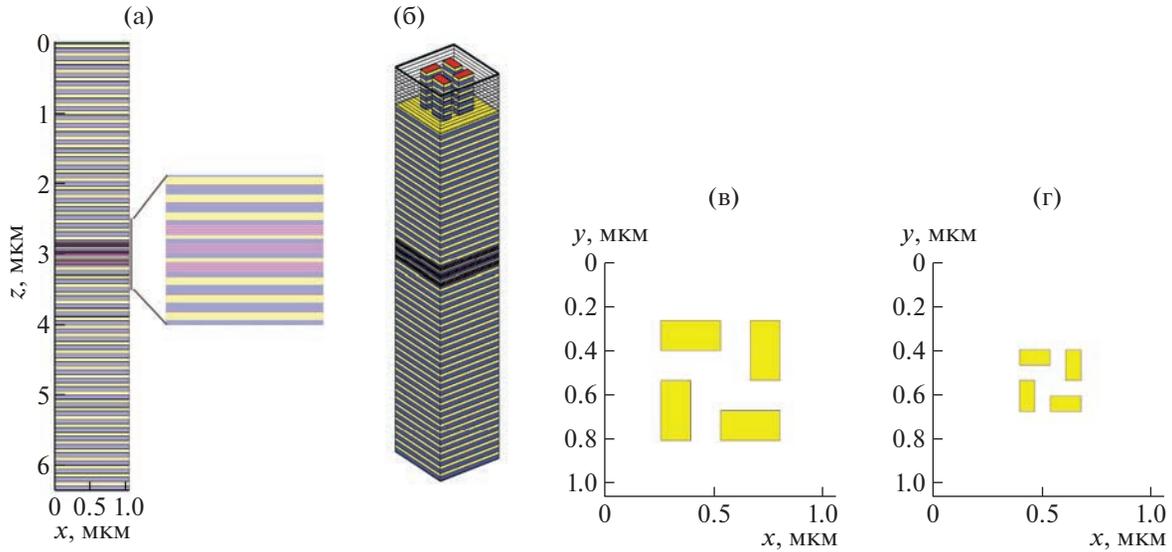


Рис. 1. а – схематический разрез планарного брэгговского резонатора (желтым цветом показаны слои из AlGaAs, синим – AlAs, красным – GaAs, малиновым – InGaAs квантовые ямы). б – элементарная ячейка хирального микрорезонатора: несколько верхних слоев зеркального резонатора протравлены с использованием маски (в) в случае оптимизированной и (г) – неоптимизированной хиральной структуры, см. объяснение в тексте.

ляется хиральным. Однако структура становится хиральной при изготовлении на ее верхнем зеркале хирального фотонно-кристаллического слоя из микропилларов с квадратной решеткой и точечной симметрией C_4 (рис. 1б) с применением специальной зеркально-асимметричной маски (рис. 1в, г). Отклик подобной системы при резонансной накачке с правой и левой циркулярной поляризацией различен из-за хиральности системы. Поэтому при линейно поляризованной накачке отклик оказывается эллиптически поляризованным. Степень циркулярной поляризации отклика характеризуется величиной

$$\rho_C = (|\mathcal{P}_+|^2 - |\mathcal{P}_-|^2) / (|\mathcal{P}_+|^2 + |\mathcal{P}_-|^2),$$

где \mathcal{P}_\pm – амплитуда экситонной поляризации в квантовых ямах в правой (+) и левой (–) циркулярной поляризации.

Пусть на хиральный микрорезонатор падает перпендикулярно к его поверхности монохроматическая электромагнитная волна с частотой ω и амплитудами электрического поля правой и левой циркулярной поляризации $\mathcal{E}_{\text{ext}\pm}$. Запишем уравнения для установившихся амплитуд электрического поля в квантовых ямах \mathcal{E}_\pm и экситонной поляризации \mathcal{P}_\pm при стационарной резонансной накачке в виде, предложенном в [12, 13]:

$$\begin{aligned} (\omega - \omega_C)\mathcal{E}_\pm &= \alpha_\pm \mathcal{E}_{\text{ext}\pm} + \beta \mathcal{P}_\pm, \\ (\omega - \omega_X)\mathcal{P}_\pm &= A\mathcal{E}_\pm + F|\mathcal{P}_\pm|^2 \mathcal{P}_\pm, \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_X, ω_C – резонансные частоты экситона и пугстого резонатора. Благодаря симметрии C_4 хи-

рального микрорезонатора уравнения (1) можно записать независимо для правой и левой циркулярной поляризации, если пренебречь взаимодействием между экситонами в синглетной конфигурации (притяжением экситонов с противоположными спинами), как предложено в [13]. Параметры в этих уравнениях, кроме коэффициента α_\pm , характеризующего связь экситонов с внешним полем, не зависят от знака циркулярной поляризации вследствие обратимости уравнений во времени [15]. Учет отталкивания между экситонами с одинаковыми спинами приводит к появлению нелинейности: синему сдвигу резонансной частоты экситона $\tilde{\omega}_X = \omega_X + F|\mathcal{P}_\pm|^2$ с ростом плотности экситонов.

Из системы (1) можно получить кубическое уравнение для \mathcal{P}_\pm :

$$\mathcal{P}_\pm [(\omega - \omega_C)(\omega - \omega_X - F|\mathcal{P}_\pm|^2) - \Omega_R^2] = A\alpha_\pm \mathcal{E}_{\text{ext}\pm}, \quad (2)$$

где $\Omega_R^2 = \beta A, \Omega_R$ – частота Раби. Из решений этого уравнения, показанных на рис. 2, видно, что нелинейность, как обычно, приводит к характерному изменению формы резонансных спектров интенсивности экситонов $|\mathcal{P}_\pm|^2$ с ростом интенсивности накачки $I_\pm = |\mathcal{E}_{\text{ext}\pm}|^2$ (левая панель) и, в результате, к S-образной форме ее зависимости от интенсивности накачки (правая панель).

По виду уравнения (2) можно заметить, что из-за различия между коэффициентами α_+ и α_- зависимости $|\mathcal{P}_\pm(I_\pm)|^2$ для правой и левой поляризации различаются только масштабом по горизонтальной

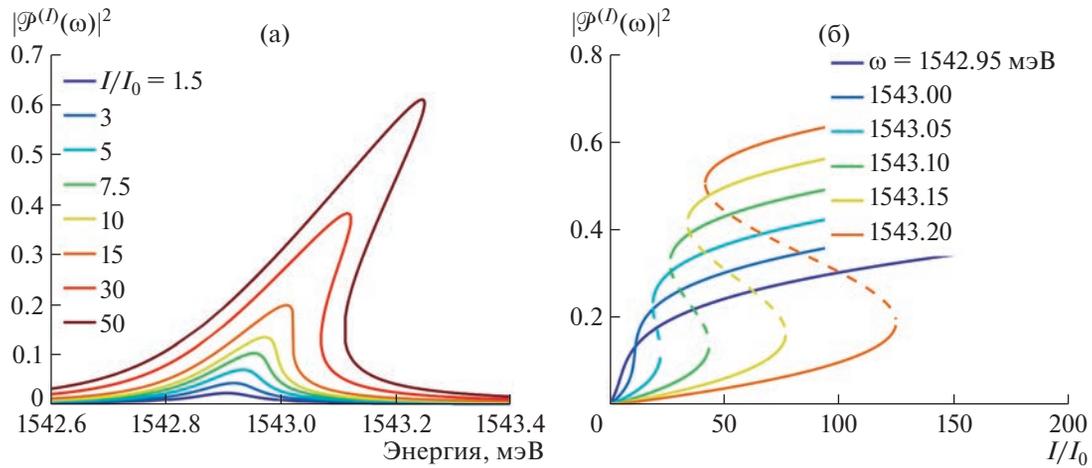


Рис. 2. а – Рассчитанные зависимости экситонной интенсивности $|\mathcal{P}^{(l)}|^2$ для различных (показанных на вставке) фиксированных значений интенсивности накачки при частоте накачки вблизи частоты нижнего поляритона. $I_0 \approx 3 \text{ Вт/см}^2$ для рассматриваемого микрорезонатора; б – зависимости экситонной интенсивности $|\mathcal{P}^{(l)}|^2$ от интенсивности накачки I для различных частот накачки, близких к частоте нижнего поляритона.

оси (рис. 3а, б). Поэтому пороговые интенсивности прыжков вверх или вниз различаются для левой и правой циркулярных поляризаций накачки.

Рассмотрим теперь зависимость степени экситонной циркулярной поляризации от интенсивности линейно-поляризованной накачки по нормали к структуре (рис. 3в–е). В этом случае волна накачки может быть разложена на сумму волн в левой и правой поляризации с равными амплитудами.

Здесь и в дальнейшем рассматриваются два характерных типа хиральных микрорезонаторов, с оптимизированными и неоптимизированными параметрами квадратной решетки микропилларов, см. на рис. 1в и г соответственно. Хиральный резонатор оптимизированного типа (рис. 1в) совпадает со структурой, рассмотренной в [7]. Параметры оптимизированного хирального фотонного кристалла подобраны так, что $\xi = \alpha_-/\alpha_+ \approx 2$, и в результате при слабой резонансной линейно-поляризованной накачке отклик резонатора, полученного с использованием маски (с), имеет достаточно высокую степень циркулярной поляризации $\rho_c = (\xi^2 - 1)/(\xi^2 + 1) \approx 60\%$ (рис. 3д). Тогда как у неоптимизированного хирального микрорезонатора (д) с тем же периодом решетки, но уменьшенными вдвое размерами прямоугольников величина ξ близка к единице, $\xi = \alpha_-/\alpha_+ \approx 1.04$, и степень циркулярной поляризации отклика при малой интенсивности накачки невысока, $\rho_c \approx 4\%$.

В рассмотренных хиральных системах левая циркулярная поляризация сильнее связана с внешним полем, чем правая, $\alpha_- > \alpha_+$. В этом слу-

чае при увеличении интенсивности накачки сначала достигается удвоенное ее пороговое значение для левой поляризации (рис. 3а, б). При этом экситонная интенсивность в левой циркулярной поляризации скачкообразно переходит с нижней на верхнюю ветвь \mathcal{S} -контура, в то время как экситонная интенсивность в правой циркулярной поляризации остается на нижней ветви, потому что соответствующая пороговая интенсивность еще не достигнута. В этот момент степень циркулярной поляризации экситонов испытывает скачкообразное увеличение.

При дальнейшем увеличении интенсивности накачки достигается удвоенное пороговое значение для правой циркулярной поляризации, экситонная интенсивность в правой циркулярной поляризации совершает также скачок на верхнюю ветвь, и степень циркулярной поляризации экситонов резко уменьшается.

Если после этого интенсивность накачки уменьшается, сначала экситонная интенсивность в правой циркулярной поляризации переходит на нижнюю ветвь, что приводит к скачкообразному увеличению степени циркулярной поляризации. Затем экситонная интенсивность в левой циркулярной поляризации также совершает скачок на нижнюю ветвь, и степень циркулярной поляризации скачкообразно падает. В результате возникают мультстабильные гистерезисные петли интенсивности и степени циркулярной поляризации экситонного отклика. Отметим, что, в отличие от эффектов мультстабильности, возникающих в ахиральных микрорезонаторах [13, 14], где для наблюдения мультстабильных переходов резонансная накачка должна быть слабо эллиптиче-

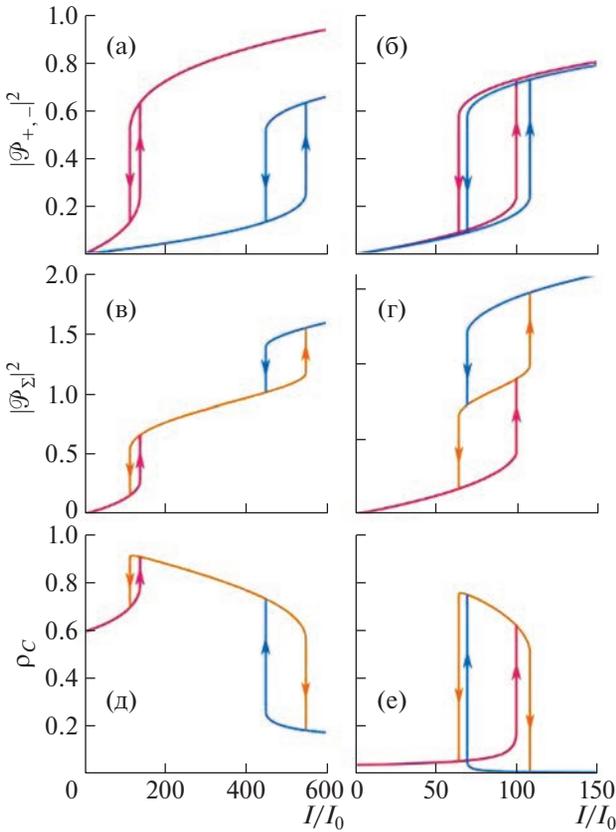


Рис. 3. а, б – зависимости экситонной интенсивности от интенсивности накачки для левой (красные кривые) и правой (синие кривые) циркулярной поляризации накачки; в, г – зависимости суммарной экситонной интенсивности в левой и правой циркулярной поляризации, то есть отклика на линейно поляризованную накачку, от интенсивности накачки; д, е – зависимости степени циркулярной поляризации экситонной интенсивности от интенсивности линейно поляризованной накачки. Левые панели (а, в, д) относятся к оптимизированной системе, правые (б, г, е) – к неоптимизированной. В зависимостях (в–е) наблюдаются би- и мультистабильность.

ски поляризована, в хиральных микрорезонаторах эффект может наблюдаться и при линейно поляризованной накачке.

В случае неоптимизированной системы с небольшим различием α_{\pm} существует еще одна ветвь, которая не достигается в процессе, описанном выше. Если интенсивность накачки достигает удвоенного порогового значения для левой циркулярной поляризации, и она совершает скачок вверх, а затем интенсивность уменьшается, система остается в состоянии, когда левая циркулярная поляризация находится на верхней ветви, а правая на нижней, пока не достигается удвоенное пороговое значение перескока вниз для левой циркулярной поляризации (см. на рис. 3б, г, е).

Итак, для хиральной системы бистабильность отклика в каждой циркулярной поляризации может приводить к мультистабильности степени циркулярной поляризации отклика на линейно поляризованный сигнал. В некоторой области интенсивности накачки степень циркулярной поляризации отклика может быть значительно выше, чем при отсутствии нелинейного эффекта. Например, неоптимизированная система при малой интенсивности накачки имеет степень циркулярной поляризации около 4%, а в нелинейном случае на верхней ветви S -контура степень циркулярной поляризации достигает 60–80% (рис. 3е).

Приведенные выше расчеты нелинейного отклика системы были проведены двумя методами. В первом методе использовались Фурье-модальное разложение и формализм матрицы рассеяния [16, 17] для нахождения коэффициентов, описывающих отклик системы в линейном случае. С их помощью и с использованием принципа электродинамической взаимности [18] рассчитывалась зависимость электрического поля в квантовых ямах микрорезонатора от частоты накачки. Из этой зависимости находилась зависимость экситонной интенсивности от частоты накачки. Далее проводилась аппроксимация последней зависимости с помощью уравнения

$$\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{E}_{\text{ext}}} = \frac{\alpha A}{(\omega - \omega_X)(\omega - \omega_C) - \Omega_R^2}, \quad (3)$$

которое следует из системы (1) в линейном случае (нелинейный коэффициент $F = 0$). Из аппроксимации находились параметры этой зависимости, которые далее использовались для описания системы с помощью уравнения (2).

Во втором методе Фурье-модальное разложение и формализм матрицы рассеяния использовались для расчета полей в системе в нелинейном случае. Рассчитывалась обратная зависимость: для известных частоты накачки ω и экситонной интенсивности $|\mathcal{P}^{(l)}(\omega)|^2$ рассчитывалась необходимая интенсивность накачки I . Сначала фиксировалось значение $|\mathcal{P}^{(l)}(\omega)|^2$. По нему находилась сдвинутая экситонная частота

$$\tilde{\omega}_X(|\mathcal{P}|^2) = \omega_X + F |\mathcal{P}^{(l)}(\omega)|^2.$$

После этого по известному $\tilde{\omega}_X$ вычислялась диэлектрическая проницаемость слоев квантовой ямы, что позволяло применить метод матрицы рассеяния для расчета отклика системы в квазилинейном случае, когда нелинейность проявляется только в перенормировке резонансной экситонной частоты. Методом матрицы рассеяния находилась экситонная интенсивность, соответствующая нормированному значению амплитуды электрического

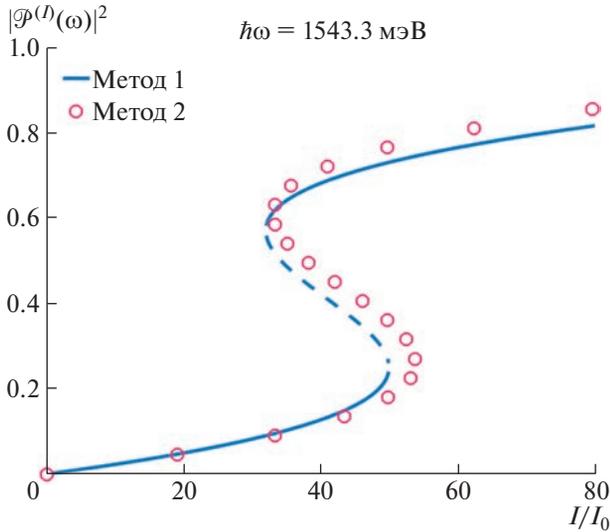


Рис. 4. Сравнение зависимостей экситонной интенсивности от интенсивности накачки, рассчитанных с использованием двух разных методов расчета, описанных в тексте.

поля накачки: $\pi(\omega, \omega_x(|\mathcal{P}|^2)) = \mathcal{P}/\mathcal{E}_{\text{ext}}$. По известным $|\mathcal{P}|^2$ и $\pi(\omega, \omega_x(|\mathcal{P}|^2))$ находится квадрат амплитуды электрического поля накачки

$$|\mathcal{E}_{\text{ext}}|^2 = |\mathcal{P}|^2 / \left| \pi(\omega, \omega_x(|\mathcal{P}|^2)) \right|^2$$

и из него интенсивность накачки.

Необходимо подчеркнуть, что в обоих методах сдвиг экситонной частоты предполагался одинаковым по объему всех квантовых ям. Этот подход основан на приближении, в котором $|\mathcal{P}|^2$ является постоянной величиной по объему всех квантовых ям. На самом деле имеется некоторая, впрочем, небольшая, неоднородность, которая не учитывалась при расчете, и для вычислений использовалось усредненное по объему всех квантовых ям значение $|\mathcal{P}|^2$. Учет влияния неоднородности экситонной интенсивности требует значительного усложнения описания системы и будет проведен в дальнейшем. Результаты сравнения первого и второго методов для S -контуров приведены на рис. 4. Небольшое различие между результатами обоих методов не приводит к качественным изменениям описанного выше поведения оптимизированных и неоптимизированных хиральных микрорезонаторов.

В заключение нами было показано, что отклик полупроводникового брэгговского микрорезонатора с хирально-модулированным верхним зеркалом на линейно-поляризованную когерентную резонансную накачку демонстрирует резкие мультистабильные переключения со скач-

ками экситонной интенсивности и степени циркулярной поляризации. Показано, что в случае, если пороги бистабильных переходов в системе с разными знаками циркулярной поляризации отличаются незначительно (неоптимизированная структура), можно ожидать получения даже большей амплитуды скачков степени циркулярной поляризации отклика в результате мультистабильности, чем в оптимизированной структуре с высокой степенью циркулярной поляризации экситонного отклика при низкой интенсивности накачки.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22–22–00961).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ha N.Y., Ohtsuka Y., Jeong S.M., Nishimura S., Suzaki G., Takanishi Y., Ishikawa K., Takezoe H.* Fabrication of a simultaneous red-green-blue reflector using single-pitched cholesteric liquid crystals. *Nat. Mater.* 2008. V. 7. № 1. P. 43–47.
2. *Fujino H., Koh S., Iba S., Fujimoto T., Kawaguchi H.* Circularly polarized lasing in a (110)-oriented quantum well vertical-cavity surface-emitting laser under optical spin injection. *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. № 13. P. 131108. <https://doi.org/10.1063/1.3112576>
3. *Lindemann M., Xu G., Pusch T., Michalzik R., Hofmann M.R., Žutić I., Gerhardt N.C.* Ultrafast spin-lasers // *Nature.* 2019. V. 568. № 7751. P. 212–215. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1073-y>
4. *Konishi K., Nomura M., Kumagai N., Iwamoto S., Arakawa Y., Kuwata-Gonokami M.* Circularly Polarized Light Emission from Semiconductor Planar Chiral Nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. № 5. P. 057402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.057402>
5. *Shitrit N., Yulevich I., Maguid E., Ozeri D., Veksler D., Kleiner V., Hasman E.* Spin-Optical Metamaterial Route to Spin-Controlled Photonics // *Science* 2013. V. 340. № 6133. 724–726. <https://doi.org/10.1126/science.1234892>
6. *Rauter P., Lin J., Genevet P., Khanna S.P., Lachab M., Giles D.A., Linfield E.H., Capasso F.* Electrically pumped semiconductor laser with monolithic control of circular polarization // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 2014. V. 111. № 52. P. E5623–E5632. <https://doi.org/10.1073/pnas.1421991112>
7. *Demenev A.A., Kulakovskii V.D., Schneider C., Brodbeck S., Kamp M., Hoefling S., Lobanov S.V., Weiss T., Gippius N.A., Tikhodeev S.G.* Circularly polarized lasing in chiral modulated semiconductor microcavity with GaAs quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* 2016. V. 109. № 17. P. 71106. <https://doi.org/10.1063/1.4966279>

8. *Gorkunov M.V., Antonov A.A., Kivshar Y.S.* Metasurfaces with Maximum Chirality Empowered by Bound States in the Continuum // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. № 9. P. 093903.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.093903>
9. *Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I., Kulakovskii V.D., Tikhodeev S.G., Schneider C. Höfling S.* Circularly Polarized Laser Emission from an Electrically Pumped Chiral Microcavity // *Phys. Rev. Applied.* 2022. V. 17. № 2. P. L021001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.17.L021001>
10. *Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.* Температурная зависимость циркулярно поляризованного излучения инжекционного полупроводникового лазера // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. В. 116. № 8. С. 500–505.
<https://doi.org/10.31857/S1234567822200022>
11. *Zhang X., Liu Y., Han J., Kivshar Y., Song Q.* Chiral emission from resonant metasurfaces. 2022. *Science.* V. 377. № 6611. P. 1215–1218.
<https://doi.org/10.1126/science.abq7870>
12. *Gippius N.A., Tikhodeev S.G., Kulakovskii V.D., Krizhanovskii D.N., Tartakovskii A.I.* Nonlinear dynamics of polariton scattering in semiconductor microcavity: Bistability vs. stimulated scattering // *Europhys. Lett.* 2004. V. 67. № 6. P. 997–1003.
<https://doi.org/10.1209/epl/i2004-10133-6>
13. *Gippius N.A., Shelykh I.A., Solnyshkov D.D., Gavrilov S.S., Rubo Y.G., Kavokin A.V., Tikhodeev S.G., Malpuech G.* Polarization Multistability of Cavity Polaritons. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. № 23. P. 236401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.236401>
14. *Гаврилов С.С.* Неравновесные переходы, хаос и химерные состояния в системах экситонных поляритонов // *УФН.* 2020. Т. 190. № 2. С. 137–159.
<https://doi.org/10.3367/UFN.2019.04.038549>
15. *Hopkins B., Poddubny A.N., Miroshnichenko A.E., Kivshar Y.S.* Circular dichroism induced by Fano resonances in planar chiral oligomers // *Laser Photonics Rev.* 2016. V. 10. № 1. 137–146.
<https://doi.org/10.1002/lpor.201500222>
16. *Whittaker D.M., Culshaw I.S.* Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 60. № 15. P. 2610–2618.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.2610>
17. *Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., Ishihara T.* Quasiguided modes and optical properties of photonic crystal slabs // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. № 4. P. 045102.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.045102>
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.

MULTISTABILITY IN A CHIRAL SEMICONDUCTOR MICROCAVITY

O. A. Dmitrieva^{a,b}, N. A. Gippius^c, and Corresponding Member of the RAS S. G. Tikhodeev^{a,b}

^a *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b *Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^c *Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia*

The features of the bi- and multistability effects in the semiconductor Bragg microcavity with chiral photonic crystal slab on the upper mirror are investigated theoretically. It is shown that the response of such a chiral structure under a linearly polarized coherent resonant pump demonstrates sharp multistable transitions with abrupt jumps of the exciton intensity and degree of circular polarization. It is shown that of the thresholds of bistable transitions in the system with different sense of circular polarization differ slightly, i.e. in case of a non-optimized structure, we can expect to obtain even a larger amplitude of the jumps of the degree of circular polarization of the excitonic response due to the multistability than in a specially optimized chiral structure with a high degree of circular polarization at low pump intensity.

Keywords: semiconductor Bragg microcavity, photonic crystal, chirality, nonlinearity, bistability, multistability