

УДК 621.373.8

## ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ АНИЗОТРОПИИ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ

Л. И. БУРОВ<sup>1)</sup>, А. С. ГОРБАЦЕВИЧ<sup>1)</sup>, П. М. ЛОБАЦЕВИЧ<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

На основе численного моделирования проведено исследование влияния ориентационной анизотропии спонтанного испускания, коэффициента внутренних потерь и коэффициентов отражения брэгговских отражателей на характер поляризационных переключений в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах. Показано, что ориентационная анизотропия спонтанного излучения практически не влияет на характеристики поляризационных переключений, в то время как даже малая анизотропия коэффициентов отражения брэгговских отражателей может существенно сдвигать точку поляризационных переключений. Ориентационная анизотропия коэффициента внутренних потерь может как увеличивать эффекты анизотропии усиления, так и конкурировать с ними, меняя не только положение точки поляризационных переключений, но и предельные стационарные значения степени поляризации.

**Ключевые слова:** поляризационное переключение; поверхностно излучающий полупроводниковый лазер; анизотропия; дихроизм.

## THE EFFECT OF THE ORIENTATIONAL ANISOTROPY OF VCSEL PARAMETERS ON THE POSSIBILITY TO IMPLEMENT POLARIZATION SWITCHING

L. I. BUROV<sup>a</sup>, A. S. GORBATSEVICH<sup>a</sup>, P. M. LOBATSEVICH<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: L. I. Burov (burov@bsu.by)

Based on the results of numerical simulation, orientational anisotropy effects of the spontaneous emission factor, mirror reflectivity, and internal losses on the polarization switching (PS) behavior of surface-emitting semiconductor lasers (VCSEL) have been studied. It has been shown that actually the orientational anisotropy of a spontaneous emission

### Образец цитирования:

Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Влияние ориентационной анизотропии параметров поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров на возможность получения поляризационных переключений // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 51–57.

### For citation:

Burov L. I., Gorbatshevich A. S., Lobatsevich P. M. The effect of the orientational anisotropy of VCSEL parameters on the possibility to implement polarization switching. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 51–57 (in Russ.).

### Авторы:

**Леонид Иванович Буров** – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры общей физики физического факультета.

**Александр Сергеевич Горбацевич** – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры общей физики физического факультета.

**Павел Михайлович Лобацевич** – аспирант кафедры общей физики физического факультета. Научный руководитель – Л. И. Буров.

### Authors:

**Leonid I. Burov**, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of general physics, faculty of physics.

burov@bsu.by

**Alexander S. Gorbatshevich**, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of general physics, faculty of physics.

alex.gorbatshevich@gmail.com

**Pavel M. Lobatsevich**, postgraduate student at the department of general physics, faculty of physics.

pavel.lobatsevich@mail.ru

factor has no effect on PS parameters, though even minor anisotropy of the mirror reflectivity can lead to a substantial shift of the PS point. The internal loss orientational anisotropy is liable to increase the amplification anisotropy effects as well as to compete with them, changing not only the PS point position but also the limiting stationary values of a polarization degree.

**Key words:** polarization switching; surface-emitting semiconductor lasers; anisotropy; dichroism.

## Введение

Эффект резкого переключения поляризации выходного излучения с одного предельного значения на противоположное при плавном изменении параметров лазерной системы известен достаточно давно. Однако интерес к этому явлению резко возрос после обнаружения [1] спонтанного поляризационного переключения (ПП) в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах (VCSEL), так как последние были наиболее перспективными для использования в оптоэлектронных системах. Для таких систем, которые принципиально являются поляризационно-чувствительными, спонтанное ПП – нежелательный эффект, требующий устранения. В настоящее время такое устранение реализуется технологическими средствами [2].

В то же время эффекты ПП широко используются для создания разнообразных оптоэлектронных систем и устройств [3], поэтому корректное понимание природы и механизмов ПП представляется принципиально необходимым. В связи с этим наиболее широко распространенный подход на основе метода поляризационных мод (либо в рамках SFM-модели [4], либо через поляризационную зависимость эффектов усиления [5], либо в гибридных вариантах) обуславливает ряд проблем, особенно в динамике.

В работах [6; 7] предложен иной подход к проблеме ПП, построенный на основе процесса преобразования поляризации усиленного излучения с учетом ориентационной анизотропии коэффициента усиления. Было показано, что данный подход описывает все основные закономерности ПП как в стационарном [6], так и в динамическом [7] приближении. Основным недостатком работ [6; 7] связан с формальным введением феноменологической функции, описывающей ориентационную анизотропию коэффициента усиления.

Принято считать (и прямые расчеты это подтверждают [8; 9]), что анизотропия коэффициента усиления связана с напряжениями в полупроводниковой гетероструктуре, которые являются как следствием технологических процессов выращивания гетероструктуры, так и результатом ее эксплуатации. Однако основная проблема состоит в том, что в литературе нет данных о зависимости такой анизотропии от плотности инжекционного тока и эту зависимость приходится вводить феноменологически [10]. На основе анализа большого объема литературных данных по наведенному дихроизму усиления в VCSEL в работе [11] была введена феноменологическая функция, описывающая ориентационную анизотропию коэффициента усиления от величины плотности тока накачки. Корректность предложенного соотношения подтверждалась тем, что в рамках развиваемого подхода было получено не только хорошее согласие с широко известными поляризационными зависимостями выходного излучения VCSEL, но и объяснение аномального сдвига точки ПП (значение плотности инжекционного тока, при котором величина степени поляризации выходного излучения равна нулю) при высоких скоростях изменения инжекционного тока – эффекта, который не находил объяснения в рамках метода поляризационных мод.

Однако, как показано в [12], внутренние напряжения сказываются и на межзонном поглощении в полупроводниках, т. е. могут приводить к анизотропии коэффициента внутренних потерь. Более того, хорошо известно, что даже слабая анизотропия в полупроводнике отражается на значениях степени поляризации люминесценции. Было даже предложено [13] об использовании зависимости степени поляризации усиленной люминесценции вблизи (но ниже) порога генерации для определения характера анизотропии усиления вследствие внутренних напряжений. Но это означает, что анизотропия спонтанного излучения, которое «запускает» процесс формирования усиленного излучения, тоже должна учитываться при исследовании поляризационных характеристик выходного излучения. Наконец, нельзя исключать возможность анизотропного отражения брэгговских отражателей, которые применяются в VCSEL, например, за счет использования предварительно напряженных полупроводниковых структур.

Таким образом, не только коэффициент усиления, но и еще три параметра (коэффициент внутренних потерь, коэффициенты отражения зеркал, интенсивность спонтанного излучения) могут обладать ориентационной анизотропией. В связи с этим возникает естественный вопрос о влиянии анизотропии этих параметров на поляризационные характеристики VCSEL вообще и процессы ПП в частности. Это и стало основной задачей настоящей работы.

### Теоретическая модель

В качестве исходной будем использовать модель, детально описанную в работе [11], но параметры представим в общем виде. Тогда систему уравнений для ориентационной компоненты плотности фотонов  $S(\psi)$  в резонаторе и концентрации неравновесных носителей заряда  $N$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dS(\psi)}{dt} &= \Gamma\beta \frac{N}{\pi\tau_N} - v(\Gamma G(\psi) - \rho(\psi) - k_R(\psi))S(\psi), \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{j}{ed} - v \int G(\psi)S(\psi)d\psi - \frac{N}{\tau_N}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $G(\psi)$ ,  $\rho(\psi)$  и  $k_R(\psi)$  – ориентационные компоненты коэффициентов усиления, внутренних потерь и потерь на зеркалах резонатора соответственно;  $v$  – скорость света в активном слое;  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения;  $d$  – толщина активного слоя;  $e$  – заряд электрона;  $j$  – плотность инжекционного тока;  $\tau_N$  – время жизни неравновесных носителей заряда;  $\beta$  – доля фотонов спонтанного излучения, попадающая в моду генерации. Угол  $\psi$  определяет ориентацию вектора поляризации компоненты плотности фотонов  $S(\psi)$  относительно выделенной оси. Следует отметить, что в работе [11] использовалась ориентационная компонента интенсивности излучения  $I_\psi(\psi)$ , однако, поскольку с изменением угла  $\psi$  может изменяться частота излучения ориентационной компоненты  $I_\psi(\psi)$ , величина  $S(\psi)$  является в этом случае более удобной, тем более что между этими величинами очень простое соотношение:

$$I(\psi) = \frac{hv^2}{2\lambda} S(\psi).$$

В соответствии с принятой моделью [11] ориентационная компонента коэффициента усиления  $G(\psi)$  определяется как

$$G(\psi) = g_0(N - N_{tr}) \left( 1 + k_0 \left( 1 - \frac{j}{j_{ps}} \right) \cos 2\psi \right), \quad (2)$$

где  $N_{tr}$  – концентрация прозрачности;  $j_{ps}$  – значение плотности инжекционного тока, соответствующее точке ПП.

Поскольку природа анизотропии коэффициента внутренних потерь [12] такая же, как и для коэффициента усиления, то представим этот параметр в форме

$$\rho(\psi) = \rho_0 \left( 1 + k_1 \left( 1 - \frac{j}{j_{ps1}} \right) \cos 2(\psi - \psi_0) \right), \quad (3)$$

где введение величины  $\psi_0$  означает, что направление максимальной анизотропии коэффициента потерь может не совпадать с направлением максимальной анизотропии коэффициента усиления [12], точно так же как введение величины  $j_{ps1}$  означает, что величина плотности инжекционного тока, соответствующая нулевой анизотропии коэффициента внутренних потерь, может не совпадать с точкой нулевой анизотропии  $j_{ps}$  коэффициента усиления.

Для упрощения дальнейших расчетов будем считать, что анизотропия коэффициентов отражения зеркал одинакова, а максимальное значение соответствует положению максимальной анизотропии коэффициента усиления. В таком случае для  $k_R(\psi)$  можно принять выражение

$$k_R(\psi) = \ln \frac{1}{R_{10}R_{20}} - k_2 \cos 2\psi, \quad (4)$$

где  $R_{10}$  и  $R_{20}$  – средние по ориентации значения коэффициентов отражения зеркал, причем считается, что  $k_2 \ll 1$ .

Наконец, анизотропия вклада спонтанного излучения определяется собственной анизотропией активного слоя, т. е. она такая же, как и у коэффициента усиления, поэтому принимаем

$$\beta(\psi) = \beta_0(1 + k_3 \cos 2\psi), \quad (5)$$

где  $\beta_0$  – также среднее по ориентациям значение.

Численный расчет проводился в соответствии с процедурой, описанной в работе [11], коэффициенты усиления, внутренних потерь, потерь на зеркалах и вклад спонтанного излучения определялись соотношениями (2)–(5), а численные значения основных параметров приведены в таблице.

Значения параметров, использованных при численных расчетах  
 The value of the parameters, used for numerical calculations

Параметр	Символ	Численное значение
Линейный коэффициент усиления	$g_0$	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$
Концентрация прозрачности	$N_{tr}$	$1,33 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$
Скорость света в вакууме	$c_0$	$3 \cdot 10^8 \text{ м/с}^{-1}$
Показатель преломления	$n$	4,2
Длина волны генерации	$\lambda$	$8,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$
Эффективная длина резонатора	$L$	$1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$
Толщина активного слоя	$d$	$3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$
Апертура	$a$	$1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$
Коэффициент внутренних потерь	$\rho$	$2000 \text{ м}^{-1}$
Время жизни носителей заряда	$\tau_N$	$2,6 \cdot 10^{-9} \text{ с}$
Параметр вклада спонтанного излучения	$\beta$	$1 \cdot 10^{-6}$
Конфайнмент	$\Gamma$	0,0382
Число поляризационных компонент	$N_k$	70
Коэффициент отражения зеркал	$R_1 = R_2$	0,995

### Анализ результатов численных расчетов

Прежде всего выясним роль анизотропии каждого из параметров в формировании поляризованного выходного излучения, т. е. в уравнениях (1) учитывается анизотропия только исследуемого параметра. Проще всего определяется роль вклада спонтанного излучения, поскольку она совершенно очевидна: слабая анизотропия «затравки» при изотропном усилении дает на выходе частично поляризованное излучение, степень поляризации которого определяется степенью анизотропии спонтанного излучения (параметр  $k_3$ ) и эффективности его влияния на процесс генерации (параметр  $\beta_0$ ). Поскольку для VCSEL оба эти параметра достаточно малы, то излучение генерации должно быть слабо поляризованным со степенью поляризации 0,03–0,05. Для торцевых инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) на основе InGaAsP/InP-гетероструктуры степень поляризации в предпороговой области может достигать значения 0,4 [13], однако для таких систем величина  $\beta_0$  примерно на два порядка больше, чем для VCSEL, и коэффициенты отражения обладают резко выраженной анизотропией. Если принять значения  $\beta_0 = 10^{-4}$  и  $k_3 = 0,2$ , то для степени поляризации получаются значения в области 0,24. Если же теперь учесть и анизотропию усиления, то анизотропия спонтанного излучения проявляется в небольших отклонениях степени поляризации от нулевого значения лишь в околпороговой области и на процессы ПП никак не влияет.

Перейдем к исследованию влияния анизотропии коэффициентов отражения зеркал, считая для простоты  $R_1 = R_2 = R(\psi)$  и  $k_R(\psi) = \ln \frac{1}{R_0^2} - k_2 \cos 2\psi$ , а максимальное значение  $R(\psi)$  ориентировано так же, как и максимальное значение коэффициента усиления. В отличие от предыдущего случая даже малая анизотропия параметра  $R(\psi)$  приводит к тому, что при некотором значении тока инжекции  $J$  степень поляризации выходного излучения  $P$ , которая, как и в работе [1], определялась соотношением

$$P = \frac{\int S(\psi) \cos 2\psi d\psi}{\int S(\psi) d\psi},$$

принимает предельное значение +1, при этом скорость выхода будет различной (рис. 1). Более того, величина тока, при которой поляризация достигает предельного значения, как раз и соответствует пороговому значению, а характер зависимости поляризации в околпороговой области определяется степенью

анизотропии коэффициентов усиления, что наблюдается при сравнении зависимостей 3 и 4 на рис. 1. По этой причине высокие значения степени поляризации вблизи порога генерации в работе [13] могут быть в определенной степени связаны и с сильной анизотропией коэффициентов отражения на выходных гранях активного слоя.

Однако и при включении в рассмотрение анизотропии коэффициента усиления роль анизотропии отражения зеркал остается весьма значительной – она не влияет (во всяком случае, на основе численных расчетов нам не удалось обнаружить явного влияния) на характер ПП, но заметно сдвигает точку ПП (значение инжекционного тока  $J_{ps}$ , для которого степень поляризации выходного излучения равна нулю), что явно иллюстрируют зависимости, приведенные на рис. 2.

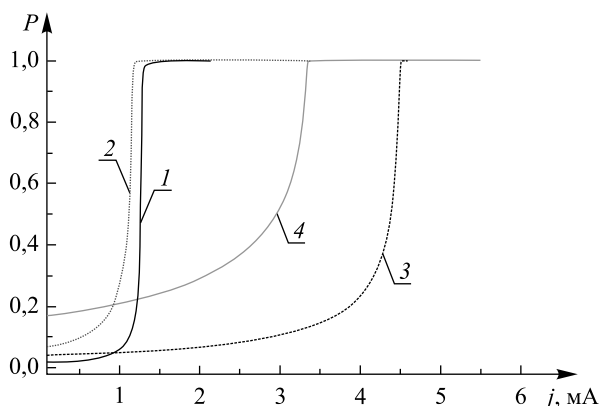


Рис. 1. Зависимость степени поляризации выходного излучения  $P$  от величины инжекционного тока  $J$  для различных значений параметров:

$R_0 = 0,995$  (1, 2),  $R_0 = 0,95$  (3, 4);  
 $k_2 = 0,001$  (1),  $k_2 = 0,004$  (2),  $k_2 = 0,01$  (3),  $k_2 = 0,04$  (4)

Fig. 1. The dependence of the output polarization on the injection current for different parameters value:

$R_0 = 0,995$  (1, 2),  $R_0 = 0,95$  (3, 4);  
 $k_2 = 0,001$  (1),  $k_2 = 0,004$  (2),  $k_2 = 0,01$  (3),  $k_2 = 0,04$  (4)

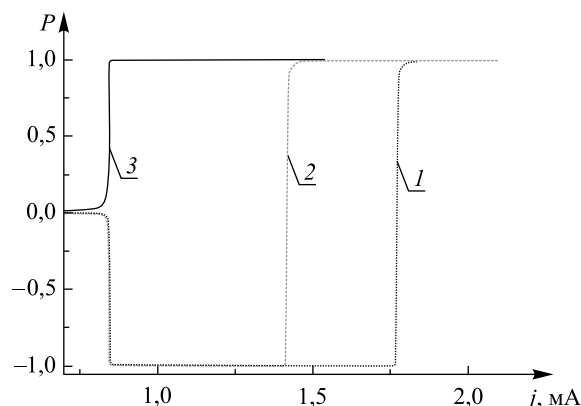


Рис. 2. Переключение поляризации выходного излучения при изменении анизотропии коэффициентов отражения зеркал:  $k_0 = 0,01$ ;  $k_2 = 0,0001$  (1),  $k_2 = 0,0002$  (2),  $k_2 = 0,001$  (3)

Fig. 2. Polarization switching under changing of the mirror reflectivity:  $k_0 = 0,01$ ;  $k_2 = 0,0001$  (1),  $k_2 = 0,0002$  (2),  $k_2 = 0,001$  (3)

Вообще говоря, такой результат не является неожиданным, поскольку анизотропия коэффициентов отражения создает преимущества для одной из поляризационных мод (если пользоваться принятой для полупроводниковых лазеров терминологией). Более того, именно на этом принципе основано большинство методов технологического подавления эффектов ПП в VCSEL [2]. Однако расчеты показывают, что смещение точки ПП очень чувствительно к изменению анизотропии коэффициентов усиления. Действительно, при среднем значении коэффициента отражения 0,999, увеличении показателя анизотропии  $k_2$  от значения  $10^{-4}$  до значения  $2 \cdot 10^{-4}$  величина тока ПП падает примерно на 25 % (см. рис. 2, кривые 1 и 2), а при  $k_2$ , равном  $10^{-3}$ , и  $R_0$ , составляющем 0,995, точка ПП уходит в область ниже порога генерации (см. рис. 2, кривая 3).

Перейдем, наконец, к исследованию влияния анизотропии внутренних потерь. Поскольку природа такой анизотропии такая же, как и анизотропии усиления, то результат вполне предсказуемый – при отсутствии анизотропии усиления поляризация выходного излучения полностью определяется анизотропией внутренних потерь. В этом случае наличие угла  $\psi_0$  не играет никакой роли, поскольку просто определяет ориентацию оси анизотропии, которая для разных образцов VCSEL может различаться. При условии присутствия анизотропии усиления наблюдается наложение эффектов, характер которого уже определяется значением угла  $\psi_0$ , и здесь будут иметь место усиление эффектов анизотропии ( $\psi_0 = 90^\circ$ , компонента с большим коэффициентом усиления имеет меньшие потери) или их конкуренция ( $\psi_0 = 0$ ). Фактически это означает, что все может быть сведено к некоторой эффективной анизотропии коэффициента усиления.

Однако нужно учитывать, что переходы с поглощением и излучением энергии могут иметь место и между различными состояниями [12], что с формальной точки зрения может привести к различию в параметрах  $j_{ps}$  и  $j_{ps1}$ , хотя вследствие одинакового типа процессов, ведущих к анизотропии, такое различие не должно быть существенным. Расчеты показывают, что влияние различия в значениях  $j_{ps}$  и  $j_{ps1}$  будет заметно лишь в случае небольшой разницы между коэффициентами  $k_0$  и  $k_1$ , т. е. когда влияние обоих типов анизотропии примерно одного порядка.

Для иллюстрации на рис. 3 приведена зависимость степени поляризации от величины тока инжекции при близких значениях показателей анизотропии  $k_0$  и  $k_1$ , а также малом сдвиге точек обнуления наведенной анизотропии  $j_{ps}$  и  $j_{ps1}$ . Четко видно, что для  $\psi_0 = 0$  кривая 1 в точности соответствует случаю полного отсутствия анизотропии потерь при адекватном увеличении показателя анизотропии усиления, но при этом и точка ПП смещается в область 2 мА, т. е. практически к среднему значению от  $j_{ps}$  и  $j_{ps1}$  при учете малой разности  $k_0$  и  $k_1$ . Другими словами, в этом случае действительно можно включить анизотропию потерь в эффективное значение анизотропии коэффициента усиления.

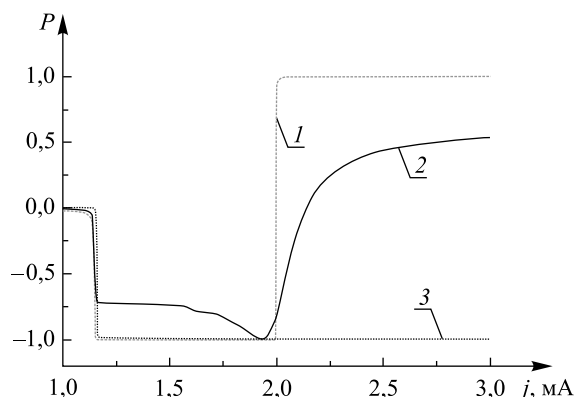


Рис. 3. Зависимость степени поляризации выходного излучения от величины инжекционного тока:  
 $j_{ps} = 2,1$  мА;  $j_{ps1} = 1,9$  мА;  $k_0 = 0,01$ ;  $k_1 = 0,011$ ;  
 $\psi_0 = 0^\circ$  (1);  $\psi_0 = 45^\circ$  (2);  $\psi_0 = 90^\circ$  (3)

Fig. 3. The dependence of the output polarization on the injection current:  
 $j_{ps} = 2.1$  mA;  $j_{ps1} = 1.9$  mA;  $k_0 = 0.01$ ;  $k_1 = 0.011$ ;  
 $\psi_0 = 0^\circ$  (1);  $\psi_0 = 45^\circ$  (2);  $\psi_0 = 90^\circ$  (3)

Для случая  $\psi_0 = 90^\circ$  (кривая 3) включается чисто конкурентный механизм: сразу после порога генерации доминирует анизотропия усиления, а поскольку  $j_{ps} > j_{ps1}$ , то в области  $j > j_{ps1}$  начинает доминировать уже анизотропия потерь и ПП не происходит. Именно это хорошо иллюстрирует кривая 2 для промежуточного случая. В области сразу после порога генерации преимуществом обладает анизотропия усиления, хотя в этом случае полного погашения анизотропии не происходит. При последующем росте инжекционного тока влияние анизотропии потерь снижается и степень поляризации стремится к предельному значению  $-1$ , достигая его в области, несколько большей  $j_{ps1}$  (в данном случае оно примерно равно  $1,96$  мА). И далее начинает усиливаться влияние анизотропии потерь: происходит смещение точки ПП ( $\approx 2,14$  мА), а при увеличении тока степень поляризации стремится к значению  $0,5$ , что в точности соответствует чистому эффекту анизотропии потерь. Вообще говоря, достаточно сложно сформулировать условия, при которых угол  $\psi_0$  существенно отличался бы от предельных значений. В связи с этим рассмотрение промежуточных значений  $\psi_0$  в данном случае позволяет более наглядно выявить влияние конкурирующих процессов.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что при рассмотрении поляризационных переключений анизотропию вклада спонтанного излучения в моду генерации можно вообще не учитывать, анизотропия внутренних потерь в большинстве практически важных случаев может быть включена в эффективную анизотропию коэффициента усиления. Что касается анизотропии коэффициентов отражения зеркал резонатора, то для случая VCSEL эта проблема требует дополнительного исследования, поскольку на данном этапе нет понимания механизма создания слабой, а тем более управляемой анизотропии коэффициентов отражения брэгговских отражателей.

### Библиографические ссылки

1. Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., et al. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers // Electron. Lett. 1991. Vol. 27, issue 2. P. 163–165. DOI: 10.1049/el:19910105.
2. Ostermann J. M., Michalzik R. Polarization Control of VCSELs // VCSELs. 2013. Vol. 166. P. 147–180. DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0\_5.
3. Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing // Adv. lasers. 2015. P. 1–17. DOI: 10.1007/978-94-017-9481-7\_1.
4. Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., et al. Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1997. Vol. 33, issue 5. P. 765–783. DOI: 10.1109/3.572151.

5. Prati F., Caccia P., Castelli F. Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // *Phys. Rev. A*. 2002. Vol. 66, issue 6. Article ID: 063811. DOI: 10.1103/PhysRevA.66.063811.
6. Джадан М., Буров Л. И., Горбацевич А. С. и др. Переключение поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере // *Журн. прикл. спектроскопии*. 2009. Т. 76, № 5. С. 717–724.
7. Джадан М., Буров Л. И., Горбацевич А. С. и др. Динамика переключения поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере // *Журн. прикл. спектроскопии*. 2010. Т. 77, № 1. С. 74–81.
8. Berger G., Muller R., Klehr A., et al. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory // *J. Appl. Phys.* 1995. Vol. 77. P. 6135–6144. DOI: 10.1063/1.359139.
9. Burak D., Moloney J. V., Binder R. Macroscopic versus microscopic description of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 2000. Vol. 36, issue 8. P. 956–970. DOI: 10.1109/3.853556.
10. Danckaert J., Nagler B., Albert J., et al. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // *Opt. Commun.* 2002. Vol. 201. P. 129–137.
11. Буров Л. И., Горбацевич А. С., Лобацевич П. М. Наведенный дихроизм усиления в поверхностно излучающих полупроводниковых лазерах // *Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика*. 2016. № 3. С. 63–70.
12. Ruvkin B., Panajotov K., Georgievski A., et al. Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1999. Vol. 16, № 1. P. 2106–2111. DOI: 10.1364/70SAB.16.002106.
13. Cassidy D. T., Adams C. S. Polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode laser // *IEEE J. Quantum Electron.* 1989. Vol. 25, issue 6. P. 1156–1160. DOI: 10.1109/3.29241.

## References

1. Chang-Hasnain C. J., Harbison J. P., Florez L. T., et al. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers. *Electron. Lett.* 1991. Vol. 27, issue 2. P. 163–165. DOI: 10.1049/el:19910105.
2. Ostermann J. M., Michalzik R. Polarization Control of VCSELs. *VCSELs*. 2013. Vol. 166. P. 147–180. DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0\_5.
3. Kawaguchi H. Recent progress in polarization-bistable VCSELs and their applications to all-optical signal processing. *Adv. lasers*. 2015. P. 1–17. DOI: 10.1007/978-94-017-9481-7\_1.
4. Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., et al. Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. Vol. 33, issue 5. P. 765–783. DOI: 10.1109/3.572151.
5. Prati F., Caccia P., Castelli F. Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Phys. Rev. A*. 2002. Vol. 66, issue 6. Article ID: 063811. DOI: 10.1103/PhysRevA.66.063811.
6. Jadan M., Burov L. I., Gorbachevich A. S., et al. Polarization switching in single-mode semiconductor injection laser. *Zh. prikl. spektrosk.* [J. Appl. Spectrosc.]. 2009. Vol. 76, No. 5. P. 717–724 (in Russ.).
7. Jadan M., Burov L. I., Gorbachevich A. S., et al. Dynamics of polarization switching in single-mode injection semiconductor laser. *Zh. prikl. spektrosk.* [J. Appl. Spectrosc.]. 2010. Vol. 77, No. 1. P. 74–81 (in Russ.).
8. Berger G., Muller R., Klehr A., et al. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory. *J. Appl. Phys.* 1995. Vol. 77. P. 6135–6144. DOI: 10.1063/1.359139.
9. Burak D., Moloney J. V., Binder R. Macroscopic versus microscopic description of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 2000. Vol. 36, issue 8. P. 956–970. DOI: 10.1109/3.853556.
10. Danckaert J., Nagler B., Albert J., et al. Minimal rate equations describing polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Opt. Commun.* 2002. Vol. 201. P. 129–137.
11. Burov L. I., Gorbachevich A. S., Lobachevich P. M. The induced amplification dichroism in surface-emitting semiconductor lasers. *Vestnik BGU. Ser. 1, Fiz. Mat. Inform.* 2016. No. 3. P. 63–70 (in Russ.).
12. Ruvkin B., Panajotov K., Georgievski A., et al. Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1999. Vol. 16, No. 1. P. 2106–2111. DOI: 10.1364/70SAB.16.002106.
13. Cassidy D. T., Adams C. S. Polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode laser. *IEEE J. Quantum Electron.* 1989. Vol. 25, issue 6. P. 1156–1160. DOI: 10.1109/3.29241.

Статья поступила в редколлегию 06.11.2017.  
Received by editorial board 06.11.2017.