

УДК 535:621.373.8

КРЕМНИЕВЫЙ ФОТОН - ФОНОННЫЙ ЛАЗЕР**Задерновский А.А.**, д.ф.-м.н., E-mail: zadernovsky@mirea.ru**Козис Е.В.**, к.ф.-м.н., E-mail: kozis@mirea.ru

МГТУ МИРЭА, Москва, Россия

Аннотация. Обсуждается новый подход к осуществлению лазерной генерации в кристаллическом кремнии и других непрямозонных полупроводниках - двухквантовый фотон-фононный лазер. С помощью скоростных уравнений подробно исследуется динамика фотон-фононной лазерной генерации в непрямозонных полупроводниках с инверсной электронной населенностью. Численные оценки выполнены для кремния и германия

Ключевые слова: непрямозонные полупроводники, стимулированные двухквантовые переходы, кремниевый фотон-фононный лазер

SILICON PHOTON - PHONON LASER**Zadernovsky A.A.**, D.Sci.(Phys.&Math), E-mail: zadernovsky@mirea.ru**Kozis E.V.**, Ph.D. (Phys.&Math), E-mail: kozis@mirea.ru

MSTU MIREA, Moscow, Russia

Abstract. Is discussed a new approach to implementation of laser action in silicon and other indirect band gap semiconductors – two-quantum photon-phonon laser. Dynamics of the photon-phonon laser generation in indirect band gap semiconductors with electron population inversion is investigated in detail with aid of the rate equations. Numerical estimates are made for Si and Ge.

Keywords: indirect band gap semiconductors, stimulated two-quantum transitions, silicon photon-phonon laser

Введение

Задача освоения новых материалов для активных элементов оптических кантовых генераторов является актуальной с момента создания первых лазеров. Непрямозонные полупроводники и, особенно, кремний играют в этих исследованиях особую роль. Кремний является основным материалом всей современной электроники. Большинство современных микросхем, в том числе процессоры, изготавливаются на основе кремния. Однако для сопряжения кремниевой электроники с оптическими каналами передачи данных требуются отдельные устройства, изготовленные из других материалов и по другой технологии, так как оптоэлектроника развивается на основе полупроводников группы АЗВ5 (арсенида галлия, фосфида индия и др.). Это значительно усложняет электронно-оптическое оборудование и существенно повышает затраты на его изготовление. Радикальным способом преодоления этих трудностей является создание кремниевых источников оптического излучения. Изготовление таких источников открывает перспективу создания монолитных интегральных оптоэлектрических

устройств. При этом, объединение оптических и электрических элементов в этих устройствах возможно с использованием известных технологий, которые уже используются при изготовлении современных полупроводниковых микросхем. Ожидаемый эффект от освоения кремниевой оптоэлектроники привел к взрывному росту активности поиска подходов к разработке кремниевых светодиодов, кремниевых оптических усилителей и кремниевых лазеров [1].

Возможность использования непрямозонных полупроводников в качестве активных сред для лазеров обсуждается уже многие годы. Уже в первой публикации на эту тему [2], которая появилась вскоре после демонстрации первого полупроводникового лазера, было сделано заключение о том, что полупроводники с непрямой структурой запрещенной зоны не годятся для создания эффективных светоизлучающих устройств и, в частности, для лазеров. В подобных полупроводниках дно зоны проводимости не расположено прямо над вершиной валентной зоны в импульсном пространстве полупроводникового кристалла. Это означает, что электрон вблизи дна зоны проводимости не может иметь такой же импульс, как и дырка в валентной зоне. В результате, электронно-дырочная рекомбинация оказывается возможной только в результате двухквантового перехода с эмиссией фотона и одновременным испусканием или поглощением фонона. Только для таких квантовых переходов возможно одновременное выполнение закона сохранения энергии и импульса. Скорость двухквантовых переходов значительно ниже, чем для одноквантовых и, поэтому, непрямозонные полупроводники оказываются неэффективными материалами для создания на их основе каких-либо источников света.

Несмотря на такое разочарывающее заключение, исследователи не оставляют усилий по поиску решения этой проблемы [3-6]. Причина такой настойчивости это кремний – один из наиболее известных и привлекательных полупроводников. Он используется в большинстве современных интегральных микросхемах. Поэтому создание источников света на основе кремния (светодиодов или лазеров) открыло бы путь к более тесной интеграции фотоники и электроники.

Появление нанотехнологий открыло совершенно новые возможности для исследователей. Оптические свойства крошечных кристаллов с размерами сравнимыми с дебройлевской длиной волны электрона (например, 5 нм при комнатной температуре) радикально отличаются от оптических свойств объемных кристаллов. Когда размеры кристаллов настолько малы, квантовые эффекты начинают играть определяющую роль и могут полностью изменить свойства исходного материала.

Квантовые эффекты, возникающие при пространственной локализации электрона, могут оказаться ключом к решению проблемы кремния. В соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга пространственная локализация частицы приводит к неопределенности ее импульса. Это означает, что в низкоразмерных непрямозонных полупроводниках (нанокристаллах, тонкослойных структурах, пористых материалах), хвосты волновых функций электрона и дырки могут теперь частично перекрываться в импульсном пространстве, разрешая квазипрямой междозонный переход (с одинаковым импульсом) и, таким образом, увеличивая вероятность излучательной рекомбинации.

Ряд исследовательских групп представили экспериментальные данные по наблюдению более интенсивной люминесценции и даже оптического усиления в наноструктурированном кремнии, а именно в нанокристаллах [7, 8], в кремниевых сверхрешетках на диэлектрической подложке [9], нано-пористом кремнии [10–12]. В итоге, были продемонстрированы [13, 14] достаточно эффективные кремниевые светодиоды.

Полноценный кремниевый лазер остается самой амбициозной целью исследователей и ряд важных прорывов в этом направлении были сделаны в последнее десятилетие. Среди впечатляющих достижений следует назвать первую демонстрацию импульсного рамановского лазера на кремнии [16] и, вскоре после этого, первую успешную демонстрацию рамановского кремниевого лазера непрерывного действия [17].

Следует, однако, отметить, что рамановский лазер является специфическим типом лазера, в котором механизм усиления света является стимулированное рамановское рассеяние. Оптическая накачка рамановского лазера не производит инверсной населенности. Излучение накачки в таком лазере трансформируется в стимулированное лазерное излучение при его рамановском рассеянии в нелинейной среде. В противоположность этому, действие подавляющего большинства традиционных лазеров основано на стимулированных электронных переходах между квантовыми состояниями с инверсной населенностью. В настоящее время все традиционные полупроводниковые лазеры используют материалы с прямой структурой запрещенной зоны. Полупроводниковые лазеры на объемных кристаллах непрямозонных полупроводников остаются пока недостижимой целью, несмотря на усилия многочисленных исследователей [18–23].

В данной работе мы обсуждаем новый подход к осуществлению лазера на непрямозонных полупроводниках – двухквантовый фотон-фононный лазер. С

помощью скоростных уравнений детально изучается динамика фотон-фононной лазерной генерации в кристалле кремния при переходах между квантовыми уровнями с инверсной населенностью вблизи краев соответствующих зон. Мы формулируем набор требований к активной среде (температура, чистота и совершенство кристалла и т. д.) и рассматриваем различные механизмы, которые могут помешать развитию лазерной генерации.

Принципы фотон-фононной лазерной генерации

Инверсная электронная населенность, поддерживаемая в непрямозонном полупроводнике с помощью накачки, приводит к появлению междузонных электронных переходов с излучением фотона (излучательная рекомбинация). Если такие переходы имеют место между квантовыми состояниями близкими к краям зон, то излучение фотона должно сопровождаться одновременным испусканием или поглощением фонона (рис. 1).

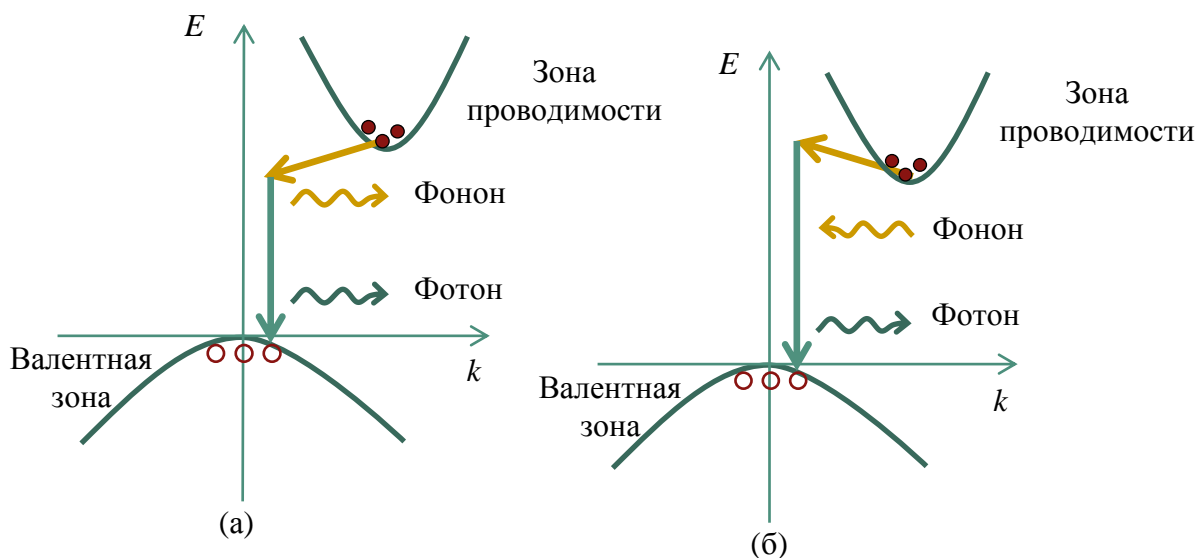


Рис. 1. Электронно-дырочная рекомбинация (а) с испусканием фотона и фонона или (б) с поглощением фонона и испусканием фотона.

Скорость таких двухквантовых переходов и соответствующее усиление света в непрямозонных полупроводниках намного меньше, чем в полупроводниках с прямой структурой запрещенной зоны, где аналогичные излучательные переходы являются одноквантовыми. Более того, как было показано в работе [2] на самой ранней стадии изучения этой проблемы, поглощение фотонов на свободных носителях в непрямозонных полупроводниках увеличивается по мере роста накачки быстрее, чем растет усиление фотонов и, таким образом, лазерная генерация в подобных полупроводниках представляется невозможной.

Однако скорость испускания фотонов можно повысить, если фононную часть рассматриваемого двухквантового перехода стимулировать потоком фононов от внешнего источника. Скорость таких стимулированно-стимулированных фотон-фононных переходов и соответствующий этим переходам коэффициент усиления света зависят от интенсивности вынуждающего акустического поля. При достаточно большой интенсивности этого поля прирост числа фотонов в некоторой оптической моде может скомпенсировать суммарные потери фотонов из этой моды. В этих условиях можно ожидать возникновения лазерной генерации света в непрямозонных полупроводниках.

В типичных непрямозонных полупроводниках, таких как кремний и германий, фононы, участвующие в не прямых междузонных электронных переходах, принадлежат терагерцовому диапазону частот, где отсутствуют эффективные источники фононов. По этой причине получение лазерной генерации света в непрямозонных полупроводниках с помощью внешнего вынуждающего акустического поля представляется сейчас невозможным.

В качестве выхода из сложившейся ситуации мы предлагаем генерирование необходимых фононов непосредственно внутри самого непрямозонного полупроводника. Рассмотрим принцип такой фононной генерации.

Фононы, генерируемые при двухквантовых переходах с испусканием фонона и фотона (рис. 2а) могут быть в дальнейшем поглощены при двухквантовых переходах с поглощением фонона и испусканием фотона (рис. 2б). Такие переходы ассоциируются со стоксовыми и антистоксовыми боковыми колебательными полосами излучения. Так как энергия фонона значительно меньше энергии фотона, то вероятности этих переходов близки по величине. Однако, скорость переходов с испусканием фононов можно повысить, если фотонную часть перехода на рис. 2а стимулировать светом подходящего внешнего лазерного источника. Так как энергии фотонов, испускаемых при стоксовых и антистоксовых переходах, отличаются на удвоенную энергию фонона, то в определенной области частот внешнего лазерного излучения возможно стимулирование только процесса (рис. 2а) с испусканием фононов.

Более того, частоту лазерного света можно подобрать таким образом, чтобы способствовать эмиссии фононов только определенного типа. В самом деле, линия люминесценции при непрямой электронно-дырочной рекомбинации имеет несколько максимумов, соответствующих различным типам фононов, участвующих в процессе [24]. Если частота света внешнего лазерного источника близка к области одного из этих максимумов, то возрастает скорость испускания только данного типа фононов.

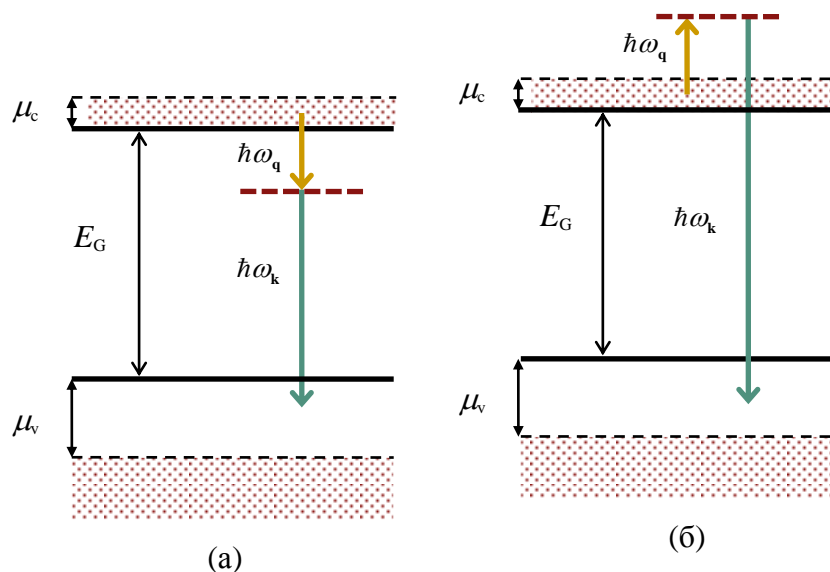


Рис. 2. Двухквантовые переходы (а) с испусканием фотона и фонона или (б) с поглощением фонона и испусканием фотона.

Нас интересуют переходы с участием поперечных акустических (ТА) фононов, так как при низких температурах кристалла (температурах жидкого гелия и ниже) фононы только этого типа являются долгоживущими по отношению к ангармоническому фонон-фононному взаимодействию (правила отбора запрещают распад ТА фонона на два других фонона с меньшими энергиями) [25].

При достаточно большой интенсивности стимулирующего лазерного света испускание фононов при электронно-дырочной рекомбинации становится более вероятным процессом, чем поглощение фононов. Прирост числа фононов может компенсировать суммарные потери фононов и тогда возникает усиление фононного поля, то есть лазерная генерация фононов. Коэффициент усиления можно варьировать, меняя уровень накачки и интенсивность света лазера. Испущенные в этом процессе фононы могут быть поглощены при антистоксовых переходах (рис. 2б) (увеличение числа антистоксовых фотонов позволяет детектировать начало фононной лазерной генерации) или могут стимулировать фононную часть перехода на рис. 2а., приводя, таким образом, к росту скорости излучения стоксовых фотонов и в дальнейшем к лазерной генерации этих фотонов. Полученную лазерную генерацию фононов и фотонов можно сохранить при постепенном увеличении мощности накачки и одновременном уменьшении интенсивности внешнего стимулирующего излучения. В итоге, внешний источник стимулирующего излучения можно выключить и система начинает работать как фотон-фононный лазер

Скорость стимулированных двухквантовых фотон-фононных переходов

В данном разделе рассматриваются двухквантовые фотон-фононные переходы в непрямозонных полупроводниках, где возможно стимулирование как оптической, так и акустической частей перехода, а также одновременное стимулирование обеих частей. Изложение следует нашей статье [26], где такие переходы были впервые исследованы.

Скорость стимулированно-стимулированных переходов W_{kq} (число переходов в одном кубическом сантиметре в секунду) со стимулированным испусканием фотонов в оптическую моду и ТА фононов в акустическую моду определяется выражением

$$W_{kq} = R_t N_k N_q \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} \delta_{0, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q} - \mathbf{k}_2} \delta(E_{c\mathbf{k}_2} - E_{v\mathbf{k}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) [f_c(E_{\mathbf{k}_2}) - f_v(E_{\mathbf{k}_1})] \quad (1)$$

где N_k - концентрация фотонов в оптической моде, представляющая собой совокупную концентрацию фотонов в кристалле с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ и энергией $\hbar\omega_{\mathbf{k}}$; N_q - концентрация ТА фононов в акустической моде, представляющая собой совокупную концентрацию фононов с энергией $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ и волновыми векторами \mathbf{q} с учетом всех эквивалентных направлений распространения фононов в кристалле. Например, в германии имеется восемь таких направлений вдоль осей (111). На этих направлениях расположены восемь (половинок) эквивалентных долин зоны проводимости. В кремнии имеется шесть таких направлений вдоль осей (100), на них расположены шесть эквивалентных долин зоны проводимости. Символ Кронекера $\delta_{0, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q} - \mathbf{k}_2}$ выражает закон сохранения квазиимпульса при переходе электрона с волновым вектором \mathbf{k}_2 из зоны проводимости в валентную зону в состояние с волновым вектором \mathbf{k}_1 . Как известно, импульсом фотона при этом можно пренебречь. Закон сохранения энергии выражается наличием в (1) δ -функции.

Суммирование по волновым векторам электронов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 включает в себя также и суммирование по спинам электронов. При этом, соответствующие энергии электронов $E_{c\mathbf{k}_2}$ и $E_{v\mathbf{k}_1}$ определяются выражениями

$$\begin{aligned} E_{c\mathbf{k}_2} &= E_G + \hbar^2 (\mathbf{k}_2 - \mathbf{q}_0)^2 / 2m_c; \\ E_{v\mathbf{k}_1} &= -\hbar^2 \mathbf{k}_1^2 / 2m_v \end{aligned} \quad (2)$$

где m_c - эффективная масса электрона в зоне проводимости, m_v - эффективная масса дырки в валентной зоне, E_G - ширина запрещенной зоны, \mathbf{q}_0 - волновой вектор дна зоны проводимости. Функции $f_c(E)$ и $f_v(E)$ представляют собой функции Ферми распределения электронов в зоне проводимости и валентной зоне и определяются при температуре кристалла T хорошо известным выражением

$$f_{c,v}(E) = \frac{1}{\exp[(E - F_{c,v})/kT] + 1} \quad (3)$$

где $F_c = \mu_c + E_G$ и $F_v = -\mu_v$ это квазиуровни Ферми в соответствующих зонах.

Коэффициент R_t в (1) содержит матричный элемент рассматриваемого перехода. Так как энергия фонона много меньше энергии фотона, этот матричный элемент может быть заменен на другой матричный элемент соответствующий двухквантовому переходу с поглощением фотона и испусканием ТА фонона (единственное различие между этими матричными элементами это знак перед энергией фонона). Это позволяет нам определить R_t из экспериментальных данных по измерению коэффициента поглощения света в непрямозонных полупроводниках. Вблизи края поглощения R_t с хорошей степенью точности может считаться постоянным. Принимая во внимание вырождение поперечных акустических мод и используя кривые из работы [27] для зависимости коэффициента поглощения света при гелиевых температурах кристалла от энергии фотона, мы получим [26] $R_t = 4 \times 10^{-31}$ эВ см⁶ с⁻¹ для кремния и $R_t = 5 \times 10^{-30}$ эВ см⁶ с⁻¹ для германия.

Суммируя в (1) по \mathbf{k}_2 при $\mathbf{q} = \mathbf{q}_0$ и переходя затем к интегрированию по \mathbf{k}_1 , приходим в области $\Delta_{\mathbf{q}_0} = \hbar\omega_{\mathbf{k}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}_0} - E_G > 0$ к выражению

$$W_{kq} = AN_k N_q \left[\left(\exp \frac{\mu_0 - \mu_c}{kT} + 1 \right)^{-1} - \left(\exp \frac{\mu_v - \mu_0 m_c/m_v}{kT} + 1 \right)^{-1} \right] \quad (4)$$

где

$$A = \frac{R_t}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \Delta_{\mathbf{q}_0}^{1/2} \quad (5)$$

и $m_r = m_c m_v / (m_c + m_v)$, $\mu_0 = \Delta_{\mathbf{q}_0} m_r / m_c$.

Можно видеть из (4), что в области $0 < \Delta_{\mathbf{q}_0} < \mu_c + \mu_v$ будет усиление фотонов и фононов. При низких температурах, $kT \ll \mu_0$, максимальное усиление достигается при $\mu_c \approx \mu_0$ (принимая во внимание неравенство $\mu_v > \mu_c m_c/m_v$, которое следует из условия электрической нейтральности полупроводника). В этой области мы можем пренебречь вторым слагаемым в (4).

При фиксированном уровне μ_c (он определяется мощностью накачки) оптимальная энергия фотонов внешнего стимулирующего излучения определяется из условия $\mu_0 = \mu_c$. Мощность накачки, однако, ограничена требованием испускания только ТА фононов. Если стимулирующее излучение способствует испусканию фононов нескольких типов, то квантовая эффективность генерирования ТА фононов

падает (напомним, что мы заинтересованы в генерировании только этих долгоживущих фононов). Совместное применение этих требований определяет оптимальные уровни накачки $\mu_c^{\text{opt}} = 1.5 \times 10^{-2}$ эВ для кремния и $\mu_c^{\text{opt}} = 0.8 \times 10^{-2}$ эВ для германия, а также оптимальные энергии фотонов стимулирующего излучения $\hbar\omega_{k_0} = 1.165$ эВ для кремния и $\hbar\omega_{k_0} = 0.745$ эВ для германия. Используя данные для рассматриваемых полупроводников из [27] собранные в таблице 1, мы получим для скоростной константы A (5) при оптимальной энергии фотонов следующую оценку $A = 0.4 \times 10^{-10}$ см³ с⁻¹ для кремния и $A = 1.9 \times 10^{-10}$ см³ с⁻¹ для германия.

Таблица 1.

Полу провод ник	Тип фонона	Энергия фонона, эВ	Эффективная масса электрона		Ширина запрещенной зоны при $T=0$, эВ	q_0 , 10^{-8} см ⁻¹
			m_c/m_0	m_v/m_0		
Si	<i>Акустический:</i>					
	поперечный (ТА)	0.018				
	продольный (LA)	0.027				
	<i>Оптический:</i>					
	продольный (LO)	0.091	0.33	0.61	1.16	0.94
	поперечный (TO)	0.122				
Ge	<i>Акустический:</i>					
	поперечный (ТА)	0.008	0.22	0.35	0.74	0.96
	продольный (LA)	0.027				

Скорость стимулированно-спонтанных переходов W_{k_0} со стимулированным испусканием фотонов в оптическую моду и спонтанным испусканием фононов определяется выражением

$$W_{k_0} = R_t N_k N_c \sum_{\mathbf{q}} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} \delta_{0, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q} - \mathbf{k}_2} \delta(E_{c\mathbf{k}_2} - E_{v\mathbf{k}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) f_c(E_{\mathbf{k}_2}) [1 - f_v(E_{\mathbf{k}_1})] \quad (6)$$

где N_c это число эквивалентных долин в зоне проводимости ($N_c=8$ для Ge и $N_c=6$ для Si). Так как в интересующей нас области в рассматриваемых переходах принимают участие только ТА фононы, то суммирование по \mathbf{q} в (6) идет по волновым векторам фононов только этого типа и включает в себя также и суммирование по двум возможным поляризациям ТА фононов.

В рассматриваемом случае низких температур кристалла, $kT \ll \mu_0$, мы можем считать, что $f_{c,v} = \Theta(F_{c,v} - E)$. Суммируя тогда в (6) по \mathbf{q} (с учетом того, что для германия $q \leq q_0$) и переходя затем к интегрированию по \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , получаем

$$W_{k_0} = CN_k f(\mu_c / \mu_0) \quad (7)$$

где

$$C = R_t \frac{N_c}{4\pi^3} \left(\frac{m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \Delta_{q_0}^2. \quad (8)$$

Функция $f(\mu_c/\mu_0)$ в (7) равна нулю при $\mu_c/\mu_0 \leq (1+m_c/m_v)/(1+N_c^{2/3}m_c/m_v)$, равна единице при $\mu_c/\mu_0 \geq 1+m_c/m_v$ и порядка единицы в промежуточной области. В частности, в области максимального усиления, когда $\mu_0 = \mu_c$, мы получаем для Ge и Si следующее значение $f(1) = 0.7$. При оптимальной энергии фотонов стимулирующего излучения мы получаем для скоростной константы C (8) следующую оценку $C = 2.1 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ для кремния и $C = 1.3 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ для германия.

Скорость спонтанно-стимулированных переходов W_{0q} со спонтанным испусканием фотонов и стимулированным испусканием ТА фононов в акустическую моду определяется выражением

$$W_{0q} = R_t N_q \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \delta_{0, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q} - \mathbf{k}_2} \delta(E_{c\mathbf{k}_2} - E_{v\mathbf{k}_1} - \hbar\omega_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) f_c(E_{\mathbf{k}_2}) [1 - f_v(E_{\mathbf{k}_1})] \quad (9)$$

где в суммирование по волновым векторам фотонов \mathbf{k} включено также суммирование по их поляризациям. Суммируя в (9) по \mathbf{k}_2 при $\mathbf{q} = \mathbf{q}_0$ и переходя затем к интегрированию по \mathbf{k}_1 и \mathbf{k} , с учетом того, что $\hbar\omega_{q_0} \ll E_G$, получаем

$$W_{0q} = DN_q N_e \quad (10)$$

где

$$D = \frac{R_t}{N_c} \frac{E_G^2}{\pi^2 (\hbar c)^3}, \quad (11)$$

c - скорость света в материале ($c = 0.88 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ для Si и $c = 0.75 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ для Ge) и N_e - концентрация электронов в зоне проводимости, связанная с μ_c соотношением

$$N_e = \frac{N_c}{3\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mu_c^{3/2} \quad (12)$$

Оценки скоростной константы D (11) дают $D = 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для Si и $D = 5.7 \times 10^{16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для Ge. Концентрация электронов (12) оценивается, при условии $\mu_c = \mu_0$, следующей величиной $N_e = 8.9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для Si и $N_e = 1.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для Ge.

Скорость спонтанно-спонтанных переходов W_{00} со спонтанным испусканием фотонов и фононов определяется выражением [28]

$$W_{00} = BN_e^2, \quad (13)$$

где скоростная константа $B = 0.2 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для Si и $B = 3.4 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для Ge.

Потери фононов и фотонов

Потери фононов. ТА фононы, испущенные в некоторую акустическую моду, могут покинуть эту моду вследствие (а) поглощения фононов при двухквантовых переходах с одновременным излучением антистоксового фотона (см. рис. 2б), (б) решеточного поглощения фононов при их ангармоническом взаимодействии с тепловыми фононами кристалла, (в) рассеяния фононов на свободных носителях и (г) рассеяния фононов на несовершенствах кристалла (примесях, вакансиях, дислокациях).

а) Так как $\hbar\omega_{\text{ф}} \ll \hbar\omega_{\text{к}}$, то скорость поглощения фононов в антистоксовском процессе будет сравнима со скоростью спонтанно-стимулированных переходов $W_{0\text{ф}}$ (9). Поэтому обратное время жизни $\tau_{\text{А}}^{-1}$ ТА фононов с волновым вектором \mathbf{q}_0 может быть оценено из выражения $\tau_{\text{А}}^{-1} = DN_e$ с электронной концентрацией N_e (12). При выполнении условия максимального усиления $\mu_{\text{с}} = \mu_0$, мы получим $\tau_{\text{А}}^{-1} = 4.5 \times 10^2 \text{ с}^{-1}$ для Si и $\tau_{\text{А}}^{-1} = 7.4 \times 10^2 \text{ с}^{-1}$ для Ge.

б) Обратное время жизни $\tau_{\text{т}}^{-1}$ ТА фононов с волновым вектором \mathbf{q}_0 при фонон-фононных взаимодействиях может быть оценено [25] при температуре кристалла $T = 1 \text{ К}$ следующей величиной $\tau_{\text{т}}^{-1} = 10^3 \div 10^4 \text{ с}^{-1}$ для Si и $\tau_{\text{т}}^{-1} = 10^2 \div 10^3 \text{ с}^{-1}$ для Ge.

в) Фононное поглощение свободными носителями регулируется определёнными правилами отбора. Оно исчезает для ТА фононов с волновыми векторами \mathbf{q} вдоль осей симметрии сфероидальной поверхности Ферми [29]. В нашем случае, поглощение ТА фононов с волновым вектором \mathbf{q}_0 , по существу, запрещено правилами отбора. Таким образом, для \mathbf{q} близких к \mathbf{q}_0 поглощением фононов свободными носителями можно пренебречь.

г) Среди всех вышеперечисленных каналов потерь ТА фононов из данной моды акустического поля одним из наиболее сильных является рэлеевское рассеяние на примесях изотопов в полупроводниковом кристалле. Для кремния и германия с природным содержанием изотопов обратное время жизни $\tau_{\text{и}}^{-1}$ ТА фононов с волновым вектором \mathbf{q}_0 оценивается [31] величиной $\tau_{\text{и}}^{-1} = 7.2 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ для Si и $\tau_{\text{и}}^{-1} = 5.2 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ для Ge. Мы будем предполагать, что методами разделения изотопов удастся снизить эти величины на 3-4 порядка.

Таким образом, сравнение различных каналов потерь фононов из данной моды акустического поля показывает, что при достаточно низких температурах кристалла (температуры жидкого гелия и ниже) основным каналом потерь ТА фононов является рэлеевское рассеяние фононов на примесях изотопов. Мы будем полагать, что в

достаточно чистых (в том числе изотопически чистых) и совершенных кристаллах кремния и германия обратное время жизни ТА фонона в данной моде акустического поля может быть оценено величиной $\tau_0^{-1} = 7 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ для Si и $\tau_0^{-1} = 5 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ для Ge.

Потери фотонов. Потери фотонов из некоторой оптической моды обусловлены (а) поглощением фотонов свободными носителями, (б) рассеянием фотонов на неоднородностях кристалла, (в) дифракционными потерями и (г) потерями, связанными с выходом излучения во внешнее пространство через полупрозрачные торцы кристалла.

Мы будем предполагать, что используемые кристаллы достаточно совершенны, чтобы пренебречь рассеянием фотонов на оптических неоднородностях. Что касается дифракционных потерь, то можно ожидать, что они могут быть существенно снижены благодаря волноводным свойствам усиливающей области (так как это происходит в современных полупроводниковых гетеролазерах). В этом случае, основными потерями фотонов в объеме кристалла будут потери при поглощении света свободными носителями заряда. Скорость поглощения определяется выражением

$$W_e = \sigma c N_k N_e, \quad (14)$$

где σ – сечение поглощения фотонов ($\sigma = 6 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ для Si и $\sigma = 4 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ для Ge)

Скорость потерь фотонов, обусловленных выходом излучения через торцы кристалла с коэффициентом отражения света R ($R = 0.30$ для Si и $R = 0.36$ и Ge) равна N_k/τ , где

$$\tau^{-1} = (c/L) \ln(1/R) \quad (15)$$

и L это длина кристалла. Принимая $L = 250 \text{ мкм}$, мы получаем $\tau^{-1} = 3.5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ для Si и $\tau^{-1} = 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ для Ge.

Скоростные уравнения

Динамика фотон-фононной лазерной генерации в непрямозонном полупроводнике может быть описана с помощью следующего набора скоростных уравнений для концентрации электронов N_e в зоне проводимости, концентрации фотонов N_k в моде оптического поля и концентрации ТА фононов N_q в моде акустического поля

$$\frac{dN_e}{dt} = W_p - W_{kq} - W_{k0} - W_{0q} - W_{00} \quad (16)$$

$$\frac{dN_k}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{1+R}{1-R} nN_0 - N_k \right) + W_{kq} + W_{k0} - W_e \quad (17)$$

$$\frac{dN_q}{dt} = W_{kq} - \frac{N_q}{\tau_0} \quad (18)$$

где W_p – скорость накачки электронов в зону проводимости, N_0 – концентрация фотонов стимулирующего излучения вне кристалла, слагаемое $nN_0(1+R)/(1-R)$, где n – показатель преломления, представляет собой стационарную концентрацию фотонов, установившуюся в оптической моде внутри кристалла под действием внешнего источника стимулирующего излучения.

В уравнении (17) мы пренебрегли вкладом спонтанных фотонов в оптическую моду, а в уравнении (18) мы пренебрегли вкладом спонтанных фононов в акустическую моду. Это можно сделать ввиду сильной угловой локализации фотонов и фононов в соответствующих модах. Далее, рост числа фононов в акустической моде обусловленный спонтанно-стимулированными переходами W_{0q} (10) уравновешивается поглощением фононов из этой моды вследствие антистоксового процесса (см. рис. 2б). Поэтому, эти слагаемые взаимно уничтожаются в уравнении (18). Более того, слагаемое W_{0q} может быть опущено и в уравнении (16), так как для стационарных решений, которыми мы в дальнейшем интересуемся, имеем $W_{kq} \gg W_{0q}$.

Для удобства изучения динамики фотон-фононной генерации перейдем в скоростных уравнениях к нормированным переменным $n_e = N_e/N$, $n_k = N_k/N$, $n_q = N_q/(N\tau_0/\tau)$, $\theta = t/\tau$, где нормировочная концентрация частиц N определяется из условия $AN\tau_0 = 1$. В нормированных переменных скоростные уравнения (16–18) могут быть переписаны в виде

$$\frac{dn_e}{d\theta} = \frac{W_p}{W_0} - n_k n_q S - C \pi_k f(\mu_c/\mu_0) - B \tau N n_e^2 \quad (19)$$

$$\frac{dn_k}{d\theta} = \frac{1+R}{1-R} n n_0 - n_k + n_k n_q S + C \pi_k f(\mu_c/\mu_0) - \sigma c \tau N n_k n_e \quad (20)$$

$$\frac{dn_q}{d\theta} = \frac{\tau}{\tau_0} (n_k n_q S - n_q) \quad (21)$$

где $n_0 = N_0/N$; $W_0 = N/\tau$ и $S = \{\exp[(\mu_0 - \mu_c)/kT] + 1\}^{-1}$. Уравнения (19–21) вместе с соотношением (12), переписанном в нормированных переменных как

$$n_e = \frac{N_c}{3\pi^2 N} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mu_c^{3/2}, \quad (22)$$

представляют полный набор уравнений для описания динамики фотон-фононной генерации в непрямозонных полупроводниках

Динамика фотон-фононной лазерной генерации

Мы ограничим наше исследование стационарными решениями скоростных уравнений. Как видно из уравнения (21) при $dn_q/d\theta = 0$ существуют два типа таких решений: ниже порога лазерной генерации фононов с $n_q = 0$ и выше этого порога с $n_q \neq 0$. Эти решения показаны на рисунке 3 (кривые типа I и типа II, соответственно) в форме зависимости нормированной концентрации фотонов n_k в оптической моде от нормированной скорости накачки W_p/W_0 с нормированной концентрацией фотонов n_0 внешнего стимулирующего излучения взятой в качестве параметра семейства кривых. Численные значения на рис. 3 соответствуют кристаллическому кремнию.

Можно показать [32] с помощью критерия Рауса-Гурвица, что только возрастающие части кривых типа II на рис. 3 соответствуют устойчивым стационарным решениям. Точка пересечения A между устойчивой ветвью кривой типа II и кривой типа I с одним и тем же значением n_0 определяет пороговую величину скорости накачки $(W_p/W_0)_{th}$, при которой начинается лазерная генерация фононов, а также пороговую величину нормированной концентрации фотонов $(n_k)_{th}$ внутри кристалла. Если накачка еще увеличивается, то система переходит на стабильную ветвь кривой типа II и, по мере роста накачки, происходит дальнейшее развитие фононной лазерной генерации, сопровождаемое ростом концентрации фононов и фотонов в соответствующих модах. Когда скорость накачки W_p/W_0 превысит некоторую пороговую величину W_s/W_0 (см. рис. 3), источник внешнего стимулирующего излучения можно выключить и система переходит из точки C_1 на рабочую точку C_2 расположенную на стабильной ветви кривой типа II с $n_0 = 0$. Таким образом, система в рабочей точке C_2 функционирует как фотон-фононный лазер с одновременной лазерной генерацией как фононов, так и фотонов. Численные оценки [32, 33] собраны вместе в таблице 2.

Возвращаясь от безразмерных нормированных переменных к физическим переменным, мы получаем при оптимальной энергии фотонов стимулирующего излучения ($\hbar\omega_{k_0} = 1.165$ эВ для Si и $\hbar\omega_{k_0} = 0.745$ эВ для Ge) следующую оценку для пороговой интенсивности стимулирующего излучения внутри кристалла (в точке A на рис. 3) $I = c\hbar\omega_{k_0} N(n_k)_{th} = 2.7 \times 10^7$ Вт/см² для Si и $I = 4.2 \times 10^5$ Вт/см² для Ge .

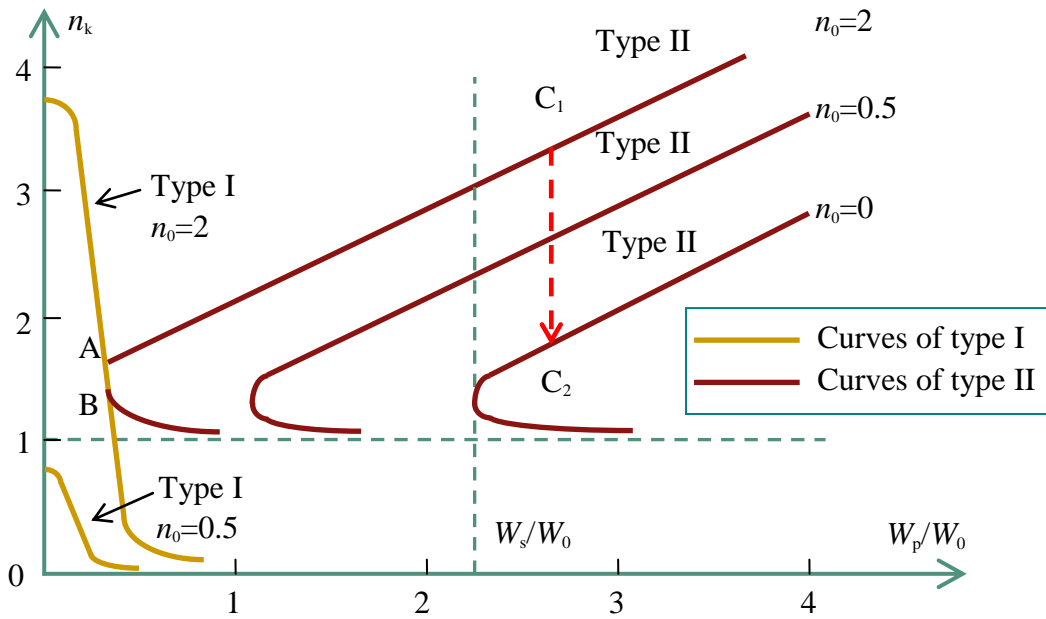


Рис. 3. Стационарные решения скоростных уравнений для кремния.

Таблица 2.

Численные оценки

Полупроводник	$N, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$W_0, 10^{25} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$	$(W_p/W_0)_{th}, 10^{-3}$	$(n_k)_{th}$	W_s/W_0	n_{ks}	n_{qs}	n_0
Si	1.6×10^2	5.6×10^2	4.2	1.6	2.4	3.0	2.4	2.0
Ge	2.6	7.8	3.7	1.8	1.1	3.2	1.1	1.0

N нормировочная концентрация частиц
 W_0 нормировочная скорость накачки
 $(W_p/W_0)_{th}$ нормированная пороговая скорость накачки для начала фоновой лазерной генерации
 $(n_k)_{th}$ нормированная пороговая концентрация фотонов внутри кристалла для начала фоновой лазерной генерации
 W_s/W_0 нормированная пороговая скорость накачки для начала одновременной лазерной генерации фотонов и фононов
 n_{ks} нормированная пороговая концентрация фотонов внутри кристалла для начала одновременной лазерной генерации фотонов и фононов
 n_{qs} нормированная пороговая концентрация фононов для начала одновременной лазерной генерации фотонов и фононов
 n_0 нормированная концентрация фотонов внешнего стимулирующего излучения

Видно, что указанные интенсивности довольно велики и требуют сравнения с предельными интенсивностями оптической стойкости полупроводников. Исследование оптической стойкости кремния было выполнено в связи с определением верхнего предела интенсивности света накачки, ограничивающего функционирование кремниевого рамановского лазера. Было установлено [34], что пороговая интенсивность оптического разрушения кристаллического кремния варьируется в пределах от 1 ГВт/см^2 до 4 ГВт/см^2 в зависимости от длины волны излучения. В

частности, на рабочей длине волны кремниевого фотон-фононного лазера, $\lambda = 1.06$ мкм, она оценивается как 1 ГВт/см^2 . Полученная выше величина пороговой интенсивности стимулирующего излучения для кремниевого фотон-фононного лазера, $I = 2.7 \times 10^7 \text{ Вт/см}^2$, приблизительно на два порядка меньше и, следовательно, не приводит к разрушению кристалла кремния.

Заключение

В статье рассмотрены двухквантовые стимулированные фотон-фононные междозонные переходы в непрямозонных полупроводниках. На примере кристаллов кремния и германия подробно исследованы переходы с одновременным испусканием фотона и поперечного акустического фонона. Показано, что при инверсной населенности уровней, близких к краям соответствующих зон, стимулирование фотонной части такого перехода светом достаточно интенсивного лазерного источника приводит к усилению фононного поля и появлению когерентной генерации поперечных акустических фононов.

Подробно исследована динамика фотон-фононной лазерной генерации в непрямозонных полупроводниках. Определены скорости двухквантовых фотон-фононных переходов в Si и Ge и составлены соответствующие скоростные уравнения для концентрации электронов в зоне проводимости, концентрации фотонов в моде оптического поля и концентрации фононов в моде акустического поля.

Установлены пороговые условия для начала фононной лазерной генерации и одновременной лазерной генерации фононов и фотонов в непрямозонных полупроводниках кремния и германия - пороговая интенсивность излучения, стимулирующего фотонную часть перехода и пороговая скорость накачки электронов в зону проводимости. Для кремния пороговая интенсивность стимулирующего излучения находится в пределах оптической прочности полупроводникового кристалла.

Таким образом, показана возможность фононной лазерной генерации, а также одновременной двухквантовой лазерной генерации фотонов и фононов в непрямозонных полупроводниках кремния и германия.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации (базовая часть) на проведение научных исследований.

Список литературы

1. Di Liang, J.E. Bowers. Recent progress in lasers on silicon // Nature Photonics - 2010. - v. 4. - p. 511–517.

2. Dumke W.P. Interband transitions and maser action // *Phys. Rev.* – 1962. – v. 127 – p. 1559–1563.
3. Ossicini S., Pavesi L., Priolo F. *Emitting Silicon for Microphotonics* // *Light.* - 2003 - Berlin: Springer.
4. Pavesi L and Lockwood D.J. // *Silicon Photonics.* -2004. - Berlin: Springer.
5. Reed G.T. and Knights A.P. // *Silicon Photonics: An Introduction.* – 2004. - Chichester UK: John Wiley.
6. Reed G.T. and Knights A.P. // *Silicon Photonics: The State of the Art* – 2008. - Chichester UK: John Wiley.
7. Pavesi L., Dal Negro L., Mazzoleni G., Franzo G. and Priolo F. Optical gain in silicon nano-crystals // *Nature* – 2000. – v. 408. – p. 440–444.
8. Pelant I. Optical gain in silicon nanocrystals: current status and perspectives // *Phys. Status Solidi.* – 2011. – v. A208. – p. 625–630.
9. Lu Z.H., Lockwood D.J. and Baribeau J.M. Quantum confinement and light emission in SiO₂/Si superlattices// *Nature* . – 1995. – v. 378. - p. 258–260.
10. Cullis A.G. and Canham L.T. Visible light emission due to quantum size effects in highly porous crystalline silicon // *Nature* . – 1991. – v. 353. – p. 335–338.
11. Gösele U. and Lehmann V. Light-emitting porous silicon // *Mater. Chem. Phys.* – 1995. – v. 40. – p. 253–259.
12. Hirschman K.D., Tsybeskov L., Duttgupta S.P. and Fauchet P.M. Silicon-based visible light-emitting devices integrated into microelectronic circuits // *Nature* . – 1996. – v. 384. – p. 338–341.
13. Wai Lek Ng, Lourenço M.A., Gwilliam R.M., Ledain S., Shao G and Homewood K.P. An efficient room-temperature silicon-based light-emitting diode // *Nature* . – 2001. – v. 410. – p. 192–194.
14. Homewood K.P. and Lourenço M.A. Light from Si via dislocation loops // *Materials Today.* – 2005. – v. 8., No 1. – p 34–39.
15. Di Liang, J.E. Bowers. Recent progress in lasers on silicon // *Nature Photonics* - 2010. - v. 4. - p. 511–517.
16. Boyraz O. and Jalali B. Demonstration of a silicon Raman laser // *Optics Express.* – 2004. – v. 12. – p. 5269–5273.
17. Rong H., Jones R., Liu A., Cohen O., Hak D., Fang A. and Paniccia M. A continuous-wave Raman silicon laser // *Nature* – 2005. – v. 433. – p. 725–727.
18. Iyer S.S. and Xie Y.H. Light emission from silicon // *Science* . – 1993. – v. 260. - p. 40–46.

19. Kimerling L.C., Kolenbrander K.D., Michel J., and Palm J. Light emission from silicon // *Solid State Physics*. – 1997. – v. 50. – p. 333.
20. Trupke T., Green M.A. and Würfel P. Optical gain in materials with indirect transitions // *J. Appl. Phys.* – 2003. – v. 93. – p. 9058–9061.
21. Chen M.J., Tsai C.S. and Wu M.K. Optical gain and co-stimulated emissions of photons and phonons in indirect bandgap semiconductors // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2006. – v. 45, No 8B. – p. 6576–6588.
22. Pavesi L. Silicon-based light sources for silicon integrated circuits// *Advances in Optical Technologies*. – 2008. – v. 2008, No 416926.
23. Pavesi L. Routes towards a silicon-based laser // *Materials Today*. – 2005. – v. 8. – p. 18–25.
24. Haynes J.R., Lax M. and Flood W.F. // *J. Phys. Chem. Solids*. – 1959. – v. 8. – p. 392.
25. Orbach R. // *Phys. Rev. Lett.* – 1966. – v. 16. – p. 15.
26. Zadernovsky A.A. and Rivlin L.A. Stimulated two-quantum photon-phonon transitions in indirect-gap semiconductors // *Sov. J. Quantum Electron.* – 1991. v. 21. – p. 255–260.
27. McLean T.P. The absorption edge spectrum of semiconductors // *Progress in semiconductors*. – 1960. - Vol. 5. - p 53. - London: Heywood.
28. Pankove J.I. Optical processes in semiconductors. - 1971 - New Jersey: Englewood Cliffs - chapters 3–6.
29. Hensel J.C. and Dynes R.C. Phonon scattering in condensed matter. - ed Maris H J. - New York: Plenum Press. – 1980. - p 395.
30. Bron W.E. Nonequilibrium phonon dynamics - NATO ASI series: ser B. – vol. 124. – ed. Bron W.E. - New York: Plenum Press. - 1985. -p 5.
31. Holland M.C. // *Phys. Rev.* – 1963. – v. 132. – p. 2461.
32. Zadernovsky A.A. and Rivlin L.A. Photon-phonon laser action in indirect-gap semiconductors // *Quantum Electron.* – 1993. – v. 23. – p. 300–308.
33. Zadernovsky A.A. and Rivlin L.A. Photon-phonon lasing in indirect gap semiconductors // *Optics Communications*. – 1993. – v. 100. – p. 322–330.
34. Jalali B. and Fathpour S. // *Silicon Photonics Journal of lightwave technology*. – 2006. – v. 24, No 12. – p. 4600–4615.