

Микрочип-лазер с внутриврезонаторной генерацией второй гармоники

С.И.Державин, Д.А.Машковский, В.Н.Тимошкин

Разработан короткоимпульсный «зеленый» ($\lambda = 532$ нм) микрочип-лазер на основе кристаллов $YVO_4:Nd^{3+}$ и $KTiOPO_4$ с внутриврезонаторной генерацией второй гармоники, накачиваемый полупроводниковым лазерным диодом ($\lambda = 809$ нм).

Ключевые слова: микрочип-лазер, преобразование во вторую гармонику.

1. Микрочип-лазеры являются перспективным подклассом твердотельных лазеров, накачиваемых излучением лазерных полупроводниковых диодов [1–3]. К отличительным особенностям этого подкласса лазеров относятся низкий порог генерации (несколько милливатт), возможность получения одночастотного режима при высоком качестве излучения в сочетании с простотой конструкции и малыми размерами (~ 1 см³). Благодаря своим характеристикам использование микрочип-лазеров эффективно в медицинских приложениях, оптической локации и дальнометрии, при зондировании атмосферы и в других областях техники. Целью настоящей работы было создание источника короткоимпульсного (вплоть до субнаносекундной длительности импульса) излучения на второй гармонике основной частоты, объединяющего лазер и преобразователь во вторую гармонику в единой компактной конструкции.

В качестве базовой схемы была выбрана схема с внутриврезонаторной генерацией второй гармоники, которая может обеспечить высокую эффективность преобразования излучения накачки в его вторую гармонику и значительные мощности выходного излучения [1]. Для лазеров с такой оптической схемой характерен повышенный уровень амплитудного шума, который возникает вследствие стохастического перераспределения энергии между продольными модами, участвующими в нелинейном процессе генерации гармоники. Обычно для ослабления шума используют большое число (~ 50) продольных мод, участвующих в генерации, что позволяет сгладить шум и получить генерацию гармоники, малочувствительную к межмодовому перераспределению энергии [3]. В нашей работе был использован альтернативный метод получения одночастотной генерации, предложенный в [4], который, в принципе, позволяет полностью устранить амплитудный шум. Основная идея этого метода состоит в использовании короткого резонатора такой длины, чтобы в его контур усиления попадала только одна продоль-

ная мода. Отсюда вытекает основное требование к материалу активной среды – малая ширина линии усиления.

Для эффективного преобразования во вторую гармонику важна высокая объемная однородность материала нелинейного элемента, т. к. наличие неоднородности не позволяет обеспечить условия фазового синхронизма вдоль всего кристалла. Поскольку для эффективного преобразования необходимо выполнение условия $|\Delta kz| < \pi/2$ (где Δk – фазовая задержка, z – длина нелинейного кристалла), то допустимые флуктуации показателя преломления Δn , возникающие из-за неоднородности материала, должны удовлетворять условию $\Delta n < \lambda/(4z)$. Так, при $\lambda = 1$ мкм и $z = 1$ см допустимы флуктуации $\Delta n < 2.5 \times 10^{-5}$. По той же причине важна и однородность распределения температуры вдоль кристалла. Для приведенной оценки Δn при допустимых отклонениях температуры вдоль всего кристалла $\Delta T \sim 0.5$ °C требуется соблюдение условия $dn/dT < 5 \times 10^{-5}$ °C⁻¹.

Как и при любом нелинейном эффекте, выходная мощность генерации гармоник должна возрастать с увеличением интенсивности преобразуемого излучения. Однако существуют естественные ограничения на допустимые значения интенсивности, которые в конечном счете определяют предел мощности излучения устройства. Во-первых, слишком большая интенсивность лазерного излучения может привести к оптическому повреждению нелинейного кристалла. Во-вторых, из-за низкой теплопроводности кристалла могут возникнуть заметные локальные изменения показателя преломления, вследствие чего может локально нарушиться условие фазового синхронизма. В-третьих, уменьшение сечения падающего пучка при фокусировке даже в случае коллинеарного распространения падающего и преобразованного пучков может привести к уменьшению области эффективного взаимодействия пучков и взаимной перекачки энергии между ними, что характерно, например, для анизотропных кристаллов. Поскольку в необыкновенной волне направления распространения фазы и энергии обычно различны, то даже для коллинеарных исходного и преобразованного пучков их лучевые векторы оказываются неколлинеарными. Возникающий в результате «снос» преобразованного пучка от исходного, нарастающий при прохождении через нелинейный кристалл, и

С.И.Державин, Д.А.Машковский, В.Н.Тимошкин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: derzh@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 11 апреля 2008 г.

приводит к уменьшению области взаимодействия. Этот снос можно свести к минимуму, если пучки будут распространяться в направлении, вдоль которого волновой и лучевой векторы параллельны. При генерации второй гармоники в одноосном кристалле выполнения этого условия можно добиться в плоскости, перпендикулярной оптической оси при некритичном угловом синхронизме. Такой тип синхронизма можно получить во многих кристаллах в определенном частотном диапазоне путем изменения температуры.

При этом следует учитывать, что эффективность преобразования зависит от качества исходного пучка, а многомодовый лазерный пучок имеет сильно неоднородное распределение интенсивности по сечению. Малый размер областей повышенной интенсивности усиливает отмеченный эффект сноса и уменьшает размеры области эффективной взаимной перекачки энергии.

2. В качестве материала для активного элемента (АЭ) лазера был выбран кристалл $YVO_4:Nd^{3+}$ (с уровнем легирования 1%), поскольку он имеет большое сечение лазерного перехода, что позволяет получать короткие импульсы в моноимпульсном режиме. Для нелинейного элемента-преобразователя во вторую гармонику использовался кристалл $KTiOPO_4$ (КТР), для пассивного затвора – гранат, активированный Cr^{4+} (рис. 1, б).

Совместное использование кристаллов $YVO_4:Nd^{3+}$ и гранат: Cr^{4+} влечет за собой две проблемы. Во-первых, получить устойчивую генерацию последовательности моноимпульсов в плоскопараллельном и близком к плоскопараллельному резонаторе невозможно. Это объясняется тем, что плотность энергии насыщения у $YVO_4:Nd^{3+}$ на рабочем переходе $Q_{sat} \approx 0.06$ Дж/см² будет ниже, чем у кристалла гранат: Cr^{4+} на поглощающем переходе ($Q_{ab} = 0.08$ Дж/см²). Соответственно невозможно обеспечить плотность энергии излучения, необходимую для открытия пассивного затвора из кристалла гранат: Cr^{4+} . Это ограничение может быть снято, если в резонаторе поперечное сечение пучка генерируемого излучения внутри АЭ будет больше, чем внутри пассивного затвора. Во-вторых, кристалл $YVO_4:Nd^{3+}$ обладает высокой термооптической чувствительностью, которая в случае мощной накачки и при наличии температурного градиента в кристалле приводит к индуцированию в нем термолинзы с малым фокусным расстоянием [5].

Первое негативное свойство пары $YVO_4:Nd^{3+}$ и гранат: Cr^{4+} может быть скомпенсировано вторым. Если поверхность АЭ контактирует с теплоотводящей подложкой, то при выделении в его внутренней области большого количества тепла, образуемого за счет накачки, в нем устанавливается значительный температурный градиент, в результате чего образуется положительная термолинза. Последняя сильно изменяет свойства резонатора, который, будучи изначально плоскопараллельным, становится эквивалентным резонатору со сферическим зеркалом. В таком резонаторе поперечное сечение пучка на сферическом зеркале (со стороны АЭ) будет в несколько раз больше, чем на плоском зеркале (со стороны пассивного затвора). Таким образом, плотность энергии излучения в $YVO_4:Nd^{3+}$ будет значительно меньше, чем в кристалле гранат: Cr^{4+} , тем самым достижение плотности энергии поглощения Q_{ab} и полного открытия пассивного затвора станет возможным.

Все три кристалла в резонаторе были съюстированы между собой и закреплены в алюминиевом корпусе (рис. 1, а). Нелинейный кристалл 2 вставляется сверху в горизонтальную канавку корпуса и крепится УФ-отверждаемым клеем. Затем с противоположных торцов корпуса в вертикальные пазы вставляются и крепятся тем же клеем АЭ 3 и пассивный затвор 4, при этом необходимо обеспечить строгую плоскопараллельность резонатора. Кристалл КТР ориентирован под углом 45° по отношению к поляризации выходящего из АЭ вынужденного излучения; поляризация излучения второй гармоники будет повернута относительно поляризации излучения накачки также на 45°.

Зеркала резонатора напылялись непосредственно на внешние торцы АЭ и пассивного затвора (рис. 1, б), причем выходное зеркало для излучения с $\lambda = 1064$ нм было глухим, а для излучения с $\lambda = 532$ нм имело антиотражающие покрытия. Общая длина резонатора лазера составила 5 мм, а общий объем не превышал 1 см³.

Поскольку температурный режим имеет важное значение для фазового синхронизма, с целью обеспечения термостабилизации нелинейного кристалла, а также для эффективного охлаждения АЭ алюминиевый корпус микрочип-лазера крепился на теплообменнике Пельтье. Для контроля температуры кристаллов использовался NTC терморезистор (терморезистор с отрицательным

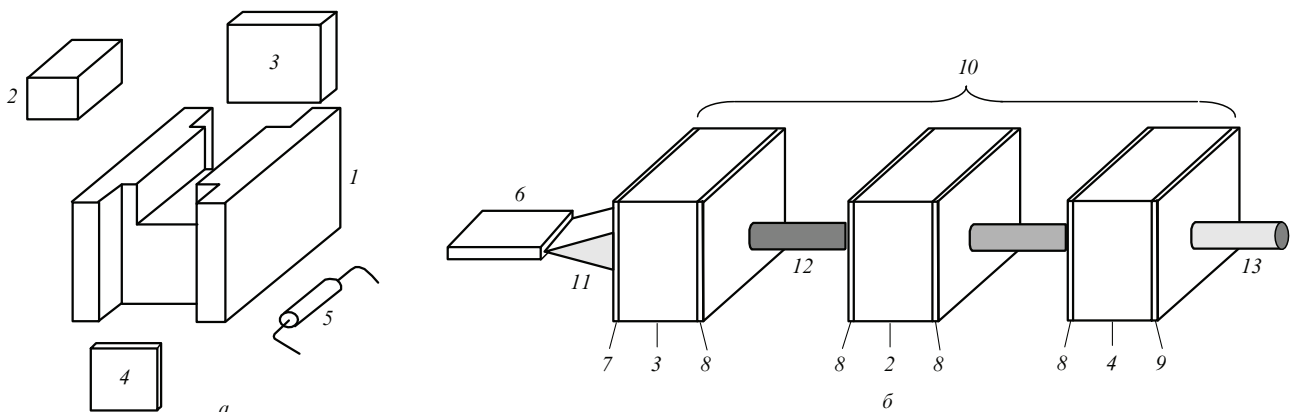


Рис. 1. Составные части (а) и оптическая схема (б) микрочип-лазера:

1 – алюминиевый корпус; 2 – нелинейный кристалл (КТР); 3 – активный элемент ($YVO_4:Nd^{3+}$); 4 – пассивный затвор (гранат: Cr^{4+}); 5 – терморезистор; 6 – лазерный полупроводниковый диод накачки; 7 – покрытие $AR@809$, $HR@1064$; 8 – покрытия $AR@1064@532$; 9 – покрытие $AR@532$, $HR@1064$; 10 – резонатор; 11 – излучение накачки ($\lambda = 809$ нм); 12 – лазерное излучение ($\lambda = 1064$ нм); 13 – выходное излучение микрочип-лазера ($\lambda = 532$ нм).

температурным коэффициентом), контактировавший с корпусом. Текущая температура кристаллов контролировалась с точностью до 0.05°C .

Для накачки АЭ использовался полупроводниковый лазерный диод непрерывного излучения фирмы Unique Mode (модель UM150020CB). Данный лазерный диод имеет на выходе коллимированный пучок, что позволяет фокусировать его обычной сферической линзой (нами использовалась линза с фокусным расстоянием 10 мм) без применения специальной оптики. Это существенно, поскольку при использовании продольной накачки ее эффективность тем выше, чем лучше совпадают форма и размер пятна накачивающего излучения и пятна продольной моды внутри резонатора. Кроме того, для получения на выходе из лазера основной поперечной моды TEM_{00} накачивающее излучение должно иметь диаметр перетяжки пучка менее 100 мкм и не иметь сферических aberrаций.

Управление диодом осуществлялось с помощью лазерного диодного драйвера LDD-9, а непосредственное терморегулирование – элементом Пельтье. Максимально эффективно кристалл $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ поглощает излучение на $\lambda = 809$ нм. Экспериментально нами было установлено, что используемый лазерный диод излучает на этой длине волны при температуре 28°C . Максимальная мощность выходного излучения диода составляла 1.5 Вт, что соответствовало току через p–n-переход 2.4 А (рис.2,а).

3. С использованием данного комбинированного микрочип-лазера была получена устойчивая генерация импульсов излучения на $\lambda = 532$ нм с частотой следования до 20 кГц, длительностью импульса 1 нс и пиковой энергией до 0.75 мкДж. Генерация наблюдалась на низшей поперечной моде и одной продольной моде. Порог генерации составил 0.3 Вт.

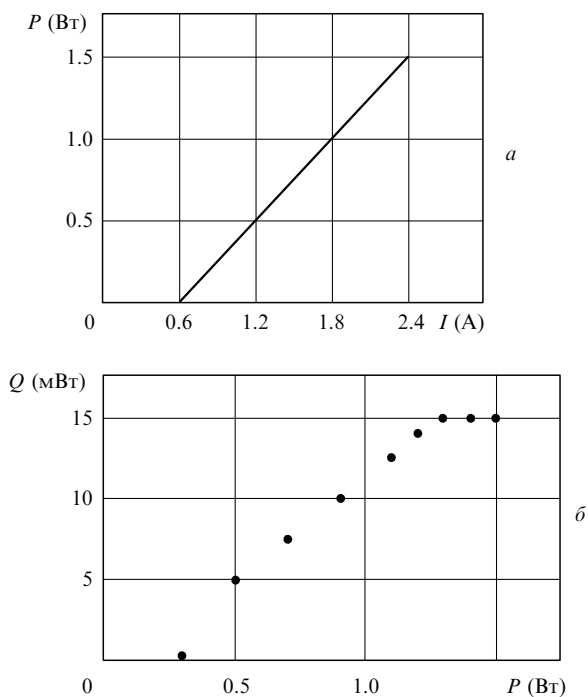


Рис.2. Экспериментальная зависимость мощности P выходного излучения лазерного диода накачки от тока I , полученная при температуре активного слоя диода 28°C (а), и зависимость средней мощности импульса микрочип-лазера Q от мощности накачки P (б).

На рис.2,б приведена зависимость средней выходной мощности излучения микрочип-лазера от мощности излучения накачки. Видно, что выходная мощность насыщается вблизи мощности накачки, равной 1.5 Вт. Это насыщение является результатом образования термолинзы в АЭ. При увеличении мощности накачки, но неизменном теплоотводе фокусное расстояние термолинзы уменьшается, и конфигурация эффективного резонатора (т.е. резонатора с учетом термолинзы) приближается к полуконцентрической, поэтому дифракционные потери в резонаторе увеличиваются. Следовательно, увеличение мощности накачки лишь покрывает эти потери. Дальнейшее ее увеличение должно привести к падению выходной мощности микрочип-лазера, т.к. потери будут расти еще быстрее. Генерация прекратится совсем, когда эффективный резонатор лазера станет полностью эквивалентным полуконцентрическому, т.е. неустойчивому [5].

На рис.3 показана осциллограмма выходного импульса с $\lambda = 532$ нм. Экспериментально было установлено, что наименьшая длительность импульса генерации достигается при температуре корпуса микрочип-лазера 20°C и фокусировке накачивающего излучения в АЭ на глубину 100 мкм. При отклонении от этих значений длительность импульса увеличивалась, а непосредственно за первым появлялся второй импульс, причем излучение в этом импульсе формировалось на другой продольной моде. Предположительно, это может быть объяснено следующим образом. Пока первый импульс излучения на продольной моде, наиболее близкой к центру линии усиления, не откроет пассивный затвор, условие генерации для второй моды не выполняется. Интервал времени, в течение которого затвор открыт (4 мкс), оказывается достаточным для того, чтобы генерация на второй моде успела развиться. Усиление на всех остальных модах, кроме центральной, оказывается малым, и они не выходят в режим генерации. Из рис.3 также видно, что задний фронт первого импульса затянут. Это объясняется тем, что излучение на $\lambda = 1064$ нм преобразуется во вторую гармонику не полностью и долго «гуляет» по резонатору.

В ходе экспериментов были исследованы модовый состав, мощность и форма импульсов выходного излучения лазера при различных положениях АЭ относи-

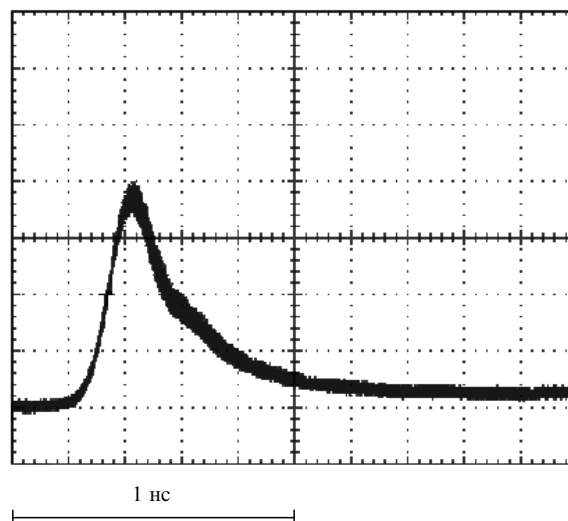


Рис.3. Осциллограмма временного профиля выходного импульса излучения микрочип-лазера с $\lambda = 532$ нм.

тельно перетяжки пучка накачки и различных температурах нелинейного кристалла, что позволило выявить еще одну важную особенность. В описанной конструкции микрочип-лазера АЭ может быть закреплен на разных расстояниях от кристалла КТР. Соответственно генерация второй гармоники будет происходить в различных областях на торцевой поверхности кристалла КТР. Было отмечено, что когда граница такой области находилась вблизи корпуса лазера, то характеристики импульса излучения становились очень чувствительными к изменениям температуры корпуса: для их стабилизации колебания температуры не должны были превышать 0.05°C . Если же граница области генерации смещалась ближе к центру торца кристалла КТР, то импульс становился заметно устойчивее – допустимые колебания температуры повышались до 1°C . Это объясняется интенсивными тепловыми флуктуациями вблизи поверхности КТР, контактирующей с корпусом. Обусловленные колебаниями температуры тепловые деформации КТР и измене-

ния его показателя преломления вызывали локальные нарушения условия фазового синхронизма, что немедленно отражалось на форме импульса. Поэтому можно сделать вывод о том, что оптимизация используемой схемы внутррезонаторного преобразования и в конечном счете улучшение качества выходных импульсов достигаются не только за счет температурной стабилизации нелинейного кристалла, но и в результате эффективного охлаждения микрочип-лазера в целом.

1. Chen Y.F., Huang T.M., Wang C.L., Lee L.J. *Appl. Opt.*, **37**, 5727 (1998).
2. Zayhowski J.J., Dill C. *Opt. Lett.*, **19**, 1427 (1994).
3. Spiekermann S. *Compact Diode-Pumped Solid-State Lasers. Doctoral Thesis* (Department of Physics, Sweden Royal Institute of Technology, Stockholm, 2004).
4. Zayhowski J.J., Mooradian A. *Opt. Lett.*, **14**, 24 (1989).
5. Ведяшкин Н.В., Державин С.И., Машковский Д.А. *Квантовая электроника*, **33**, 367 (2003).