

Оптическая изоляция в лазерном детекторе гравитационных волн LIGO в переходных режимах

А.А.Соловьев, Е.А.Хазанов

Проведен численный анализ степени оптической изоляции лазерного источника, обеспечиваемой изолятором Фарадея в нестационарных режимах лазерного детектора гравитационных волн LIGO (laser interferometer gravitational-wave observatory), имеющего беспрецедентную чувствительность (в его оптическом резонаторе в стационарном режиме запасается огромная энергия излучения). В такой системе возможны нестационарные режимы, в которых мощность излучения, отраженного от детектора в лазерный источник, может во много раз превышать мощность самого источника. Результаты работы могут быть использованы для анализа необходимости установки дополнительной активной механической блокировки источника и расчета времени ее срабатывания.

Ключевые слова: изолятор Фарадея, нестационарная деполяризация, лазерный детектор гравитационных волн.

1. Введение

Изолятор Фарадея, классическая схема которого представлена на рис.1,а, является ключевым элементом для безотказного функционирования непрерывных и импульсных лазерных систем и позволяет, в принципе, полностью исключить повреждение источника бликами от элементов оптической схемы. Однако при высоких лазерных мощностях качество оптической развязки существенно ухудшается из-за термонаведенной деполяризации, вызванной поглощением излучения в изоляторе [1, 2]. Для

повышения качества развязки при высокой средней мощности используется набор разнообразных схем и подходов [2–7]. Наиболее широко применяется предложенная в [2, 8] схема с двумя фарадеевскими (невзаимными) $\pi/8$ -вращателями и одним взаимным $3\pi/8$ -вращателем, например кварцевым (рис.1,б). Такая схема привлекательна в силу относительной простоты и значительного увеличения степени изоляции источника [9–12]. В частности, она используется [11, 12] в интерференционных детекторах гравитационных волн LIGO и Virgo [13–16]

Изолятор Фарадея, помещенный в конкретную оптическую схему, должен обеспечивать эффективную оптическую изоляцию источника от излучения, отраженного назад, во всех возможных режимах. В LIGO, кроме стационарного режима, в котором должно происходить детектирование гравитационных волн, существуют несколько переходных режимов, в которых мощность тепловыделения, а также мощность лазерного излучения, отраженного обратно в оптический изолятор, существенно выше, чем в стационарном режиме. Связано это с тем, что составной частью детектора являются гигантские оптические резонаторы (рис.2), в которых оптическая энергия

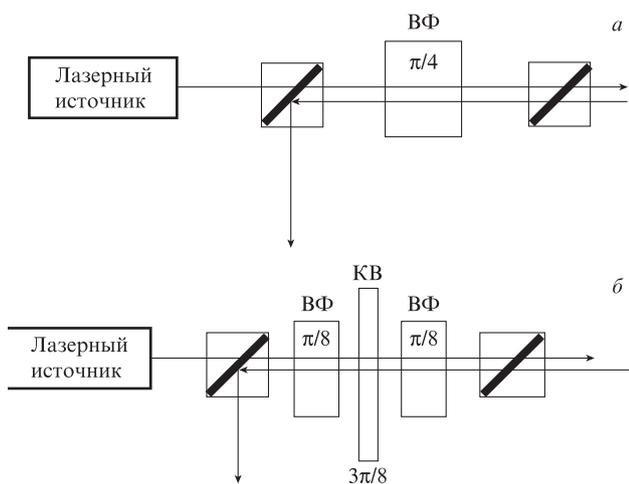


Рис.1. Классическая схема изолятора Фарадея (а) и схема с компенсацией тепловых поляризационных искажений (б): ВФ – вращатель Фарадея; КВ – кварцевый взаимный вращатель.

А.А.Соловьев, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: so_lo@appl.sci-nnov.ru

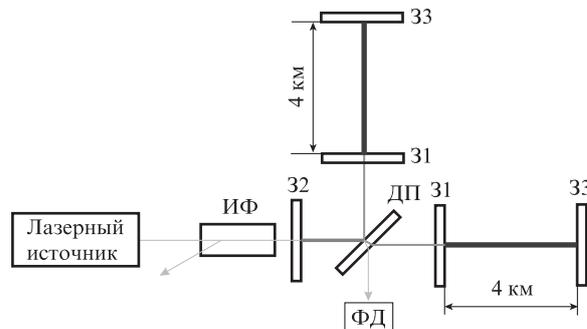


Рис.2. Принципиальная оптическая схема интерферометрического детектора гравитационных волн LIGO [13–15]: ИФ – изолятор Фарадея; ДП – делительная пластина; 31 и 32 – частично прозрачные зеркала; 33 – глухое зеркало; ФД – фотодетектор.

накапливается и при определенных условиях может направляться обратно в лазерный источник. Такие переходные режимы вызывают особый интерес, поскольку именно в них вероятность повредить лазерный источник максимальна. В то же время предыдущие исследования тепловых эффектов в изоляторах Фарадея ограничивались стационарным режимом [1, 2, 8, 9–12, 17–19]. В настоящей статье исследуется эффективность работы изолятора Фарадея в оптической схеме детектора LIGO в переходных режимах.

2. Описание режимов работы интерферометра LIGO

Проект LIGO включает в себя два территориально разнесенных детектора схожей конструкции, находящиеся в штатах Луизиана и Вашингтон (США). Каждый из детекторов представляет собой (рис.2) гигантского размера интерферометр Майкельсона, который питается через изолятор Фарадея линейно поляризованным излучением мощностью 125 Вт на длине волны 1064 нм при диаметре пучка 5 мм. Ожидается, что гравитационные волны, порожденные колоссальными космическими событиями, такими как взрыв сверхновой, слияние нейтронных звезд, захваты звезды черной дырой и т.п., будут вызывать ничтожные ($<10^{-21}$ [15]) относительные изменения длин плеч интерферометра. Малейшие вариации этих длин приводят к изменению оптического сигнала, измеряемого фотодетектором ФД.

Для повышения чувствительности к относительным вариациям длин плеч в схему вносятся дополнительные элементы – частично прозрачные зеркала 31 и 32 (рис.2). При запираании (в этом случае обход по резонатору кратен целому числу длин волн лазерного излучения) оптического резонатора, образованного зеркалами 31 и 33, мощность циркулирующего в нем излучения увеличивается примерно на два порядка по сравнению со случаем обычного интерферометра Майкельсона, поскольку выходное зеркало 33 имеет коэффициент отражения, близкий к единице. Отметим, что в запертом состоянии этот резонатор ведет себя по отношению к падающему на него излучению аналогично зеркалу с коэффициентом отражения, близким к единице, однако отраженное излучение сдвинуто по фазе на π .

Резонатор, образованный рециркуляционным зеркалом 32 и запертым интерферометром Майкельсона, также запирается, что дополнительно увеличивает лазерную мощность в плечах интерферометра. Такая конфигурация называется интерферометром Фабри–Перо–Майкельсона с рециркуляцией и увеличивает лазерную мощность в его плечах (а вместе с ней и чувствительность к гравитационным волнам) примерно в 8000 раз [15], т.е. примерно до 1 МВт. Режим, в котором все резонаторы заперты, согласно внутренней документации LIGO имеет название

normal operation (запертый режим) и является единственным режимом, в котором возможно детектирование гравитационных волн, поскольку чувствительность к относительным изменениям длин плеч в нем максимальна. В идеальном случае интерферометр LIGO должен постоянно находиться в запертом режиме.

Однако увеличение лазерной мощности внутри резонаторов до 1 МВт приводит не только к увеличению чувствительности интерферометра, но и к относительно низкой стабильности системы. Срыв запертого режима вызывает последовательный переход в режимы А и В (табл.1). Тепловые эффекты в зеркалах 32, ДП, 31 и 33 обуславливают необходимость сложной многоступенчатой процедуры запираания системы (режим С).

В запертом режиме фазы волны, отраженной от 32, и волны, прошедшей через 32 в обратном направлении, различаются на $\Delta\varphi = \pi$, что приводит к их деструктивной интерференции и значительному увеличению энергии, запасенной в резонаторах. В итоге в прямом направлении через изолятор Фарадея проходит излучение мощностью 125 Вт, а в обратном – мощностью всего ~ 5 Вт. Таким образом, в запертом режиме изолятор должен блокировать лазерное излучение мощностью 5 Вт, пропуская через себя излучение с суммарной мощностью 130 Вт.

Режим А. Если $\Delta\varphi$ по каким-либо причинам резко изменится, то резонатор отпирается, что приводит к увеличению мощности излучения, идущего обратно в направлении к лазерному источнику. Имеет смысл рассматривать самый неблагоприятный случай, когда $\Delta\varphi$ достигает нуля, интерференция становится конструктивной и мощность идущего обратно излучения примерно в четыре раза больше мощности лазерного источника. Запасенная энергия высвечивается в оптический изолятор и фотодетектор за время ~ 0.8 мс, определяемое добротностью и длиной резонаторов. Это время много меньше характерного времени установления температуры в оптических элементах, поэтому нагрев является сильно нестационарным.

Таким образом, в режиме А, по сравнению с запертым режимом, суммарная лазерная мощность в изоляторе увеличивается в пять раз, а мощность излучения, идущего в обратном направлении, – в 100 раз за характерное время 0.8 мс.

Режим В. После того как в результате срыва запертого режима запасенная энергия высвечивается из резонаторов, они остаются в незапертом состоянии. В таком режиме мощности излучения, проходящего через изолятор Фарадея в обоих направлениях, примерно равны. Этот режим продолжается несколько минут, пока интерферометр не будет заперт. Таким образом, по сравнению с запертым режимом суммарная лазерная мощность в изоляторе увеличивается почти в два раза, а мощность излучения, распространяющегося в обратном направлении, – в 25 раз.

Табл.1. Тепловая нагрузка на изолятор Фарадея в различных режимах интерферометра LIGO.

Режим	Суммарная лазерная мощность в изоляторе (Вт)	Мощность тепловыделения (Вт) для коэффициента поглощения $\kappa = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$	Продолжительность режима	Мощность излучения, идущего в обратном направлении (Вт)
Запертый режим	$125 + 5 = 130$	0.26	бесконечность	5
Режим А	$125 + 500 = 625$	1.25	~ 1 мс	500
Режим В	$125 + 125 = 250$	0.5	несколько минут	125
Режим С	$125 + 125 = 250$	0.5	1 – 10 мс	125

Режим С. Это переходный режим, возникающий в процессе запираания интерферометра LIGO и запасаения в нем энергии. Интенсивность излучения, идущего в обратном направлении, может случайным образом скачкообразно возрастать до 125 Вт за 1–10 мс. По сравнению с запертым режимом мощность излучения, распространяющегося в обратном направлении, может увеличиваться в 25 раз. Данный режим очень похож на режим В, но имеет меньшую продолжительность. Следовательно, если изолятор обеспечивает необходимую изоляцию в режиме В, то режим С никакой опасности для источника не представляет. Далее мы ограничимся рассмотрением только режимов А и В.

3. Условия нагрева и параметры оптического изолятора

Рассмотрим две схемы изолятора Фарадея: классическую (см. рис.1,а) и с компенсацией поляризационных искажений (рис.1,б). В качестве магнитоактивных элементов используются кристаллы TGG с ориентацией [111]. Поглощение в кристаллах является слабым, поэтому тепловыделение не зависит от продольной координаты z . Из лазерного источника в изолятор поступает линейно поляризованное излучение с поперечным гауссовым профилем интенсивности (диаметр пучка 5 мм по уровню $1/e$), излучение с таким же профилем интенсивности идет обратно и отсекается изолятором.

Оптические поверхности магнитоактивных элементов изолятора находятся в вакууме. Элементы охлаждаются посредством медной втулки для снижения средней температуры в запертом режиме. Теплообмен является линейным с коэффициентом q , близким к $100 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$ [20]. Радиационный отвод тепла (пропорциональный T^4 , где T – температура) с торцов изолятора существенно ниже. Эффективный коэффициент теплообмена для радиационного теплообмена можно получить линеаризацией выражения для мощности излучения абсолютно черного тела вблизи рабочей температуры 300 К, и он не превышает $7 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$.

Параметры магнитоактивных элементов приведены ниже:

Радиус магнитоактивного элемента (мм)	10
Длина магнитоактивного элемента (классическая схема, один элемент) (мм)	20
Длина магнитоактивного элемента (схема с компенсацией, два элемента) (мм)	10
Ориентация кристалла	[111]
Коэффициент поглощения (см^{-1})	10^{-3}
Плотность ($\text{кг}/\text{м}^3$)	7320 [21]
Постоянная Верде (1064 нм) ($\text{рад}\cdot\text{К}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$)	-40 [22]
Коэффициент линейного расширения (К^{-1})	9.4×10^{-6} [5]
Коэффициент теплопроводности ($\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$)	5 [21]
Показатель преломления	1.95 [23]
Теплоемкость ($\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$)	385 ± 8 [21]
Упругооптические коэффициенты:	
p_{11}	0.02
p_{12}	0.08
p_{44}	-0.07
Коэффициент Пуассона	0.22
Модуль Юнга E (ГПа)	169 [24]

Коэффициенты p_{11} , p_{12} , p_{44} нам достоверно не известны. Однако указанные выше их значения дают правильный результат в приближении плоской деформации (для ориентации как [111], так и [001]) и не противоречат соотношению $2p_{44}/(p_{11}-p_{12}) \approx 2.3$ [19,25]. Это позволяет утверждать, что полученные в настоящей работе результаты вполне достоверны, но в то же время истинные значения p_{11} , p_{12} и p_{44} могут заметно отличаться от приведенных выше.

Расчет нестационарной температуры, соответствующих упругих деформаций и поляризационных искажений оптического импульса проводился с помощью кода, описанного в работах [26–29]. Код позволяет в случае цилиндрической симметрии рассчитывать нестационарное распределение температуры в оптических элементах, соответствующие упругие деформации и вызванные ими искажения фазы и поляризации излучения в произвольно ориентированных кубических и одноосных кристаллах, керамиках и изотропных оптических средах.

4. Расчет оптической изоляции детектора LIGO в различных тепловых режимах

Расчеты показывают, что при нагреве постоянным аксиально-симметричным гауссовым источником тепла градиенты температуры в магнитоактивном элементе монотонно растут с момента начала нагрева и достигают своего максимального значения при выходе на стационарные значения, соответствующие запертому режиму. Стационарное распределение температуры в элементе (в момент времени $t = \infty$) приведено на рис.3,а. Распределение компонент тензора деформации ϵ_{rr} и ϵ_{zz} в стационарном режиме приведены на рис.3,б и в и соответствуют распределениям локальной деполаризации Γ на рис.4,а и б для схем без компенсации и с компенсацией соответственно. При этом для схемы без компенсации интегральная деполаризация $\gamma_{nc} = 2.14 \times 10^{-4}$, а для схемы с компенсацией интегральная деполаризация $\gamma_c = 2.03 \times 10^{-9}$. Локальная и интегральная деполаризации введены согласно работе [2] и имеют смысл нормированных интенсивности и мощности деполаризованной компоненты излучения соответственно. Стоит отметить, что топология распределения локальной деполаризации сильно зависит от ориентации кристалла [19].

В режиме А мощность тепловой нагрузки соответствует экспоненциальному высвечиванию энергии из резонатора с характерным временем 0.8 мс, начиная с момента времени $t = 0$ (рис.5).

Расчеты показывают, что температура, ее градиенты и деполаризация в элементе достигают своих максимальных значений примерно через 5 мс от начала режима А. Приrost интегральной деполаризации пренебрежимо мал и составляет $\sim 10^{-6}$ для схемы без компенсации и $\sim 10^{-10}$ для схемы с компенсацией. Таким образом, основная опасность режима А заключается в увеличении в 100 раз мощности излучения, идущего обратно в лазерный источник.

В режиме В изолятор Фарадея нагревается двумя встречными пучками с одинаковой мощностью 125 Вт. Зависимости интегральной деполаризации от времени для схем без компенсации и с компенсацией в режиме В приведены на рис.6. Как и в режиме А, основную опасность представляет резкое увеличение мощности излучения, отраженного обратно. Однако, в отличие от режима А, нагрев уже успевает сказаться, что и приводит к даль-

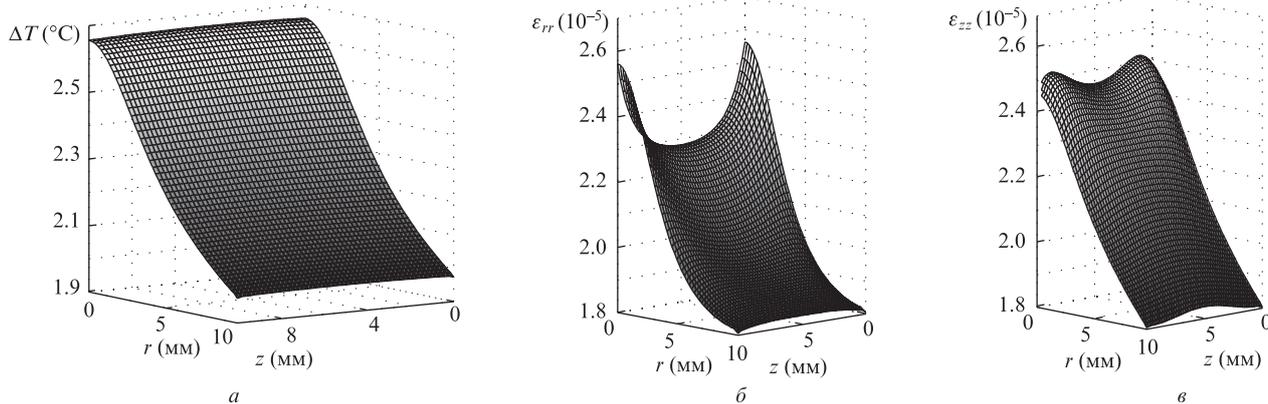


Рис.3. Распределения температуры (а) и деформаций ϵ_{rr} (б) и ϵ_{zz} (в) в запертом режиме.

нейшему плавному снижению степени изоляции. Справедливости ради отметим, что процесс установления температуры в магнитоактивном элементе имеет два временных масштаба. За первые 10 с градиенты температуры в образце достигают с точностью до 20% стационарных значений, однако дальнейшее их изменение, связанное уже с общим нагревом элемента, происходит гораздо

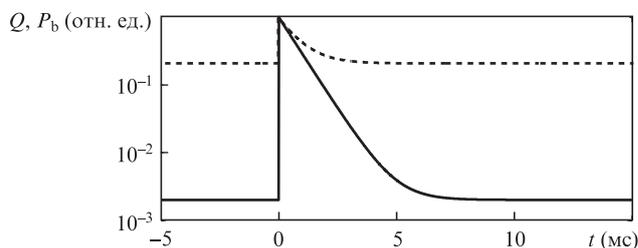


Рис.5. Зависимости от времени нормированных тепловыделения Q (штриховая кривая) и мощности излучения P_b (сплошная кривая), идущего обратно к лазерному источнику (режим А).

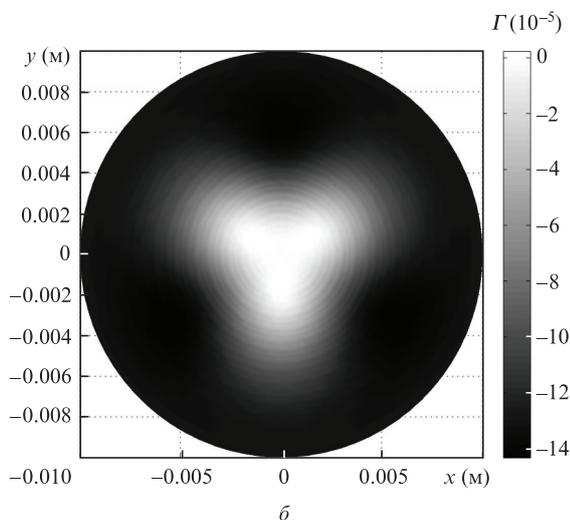
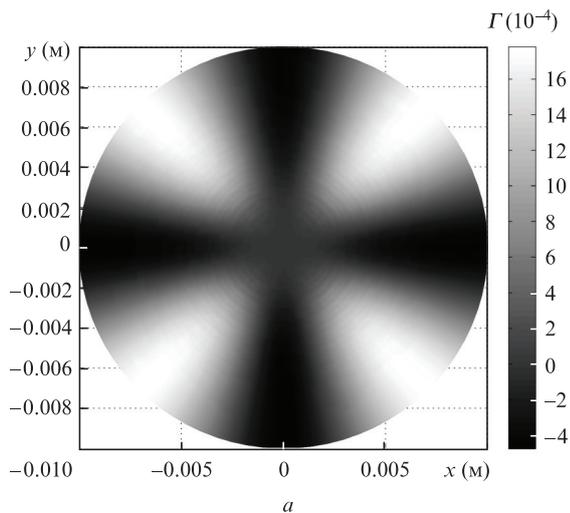


Рис.4. Локальная деполаризация Γ для схем без компенсации (а) и с компенсацией (б) при ориентации кристалла [111].

медленнее. Спустя примерно 15 мин интегральная деполаризация принимает значения, близкие к стационарным: $\gamma_c = 3.7 \times 10^{-8}$, $\gamma_{nc} = 7.9 \times 10^{-4}$.

Поскольку термонаведенная деполаризация излучения в изоляторе возрастает относительно медленно, со связанным с ней увеличением мощности излучения, возвращающегося в лазерный источник, можно бороться путем введения дополнительной активной изоляции источника, например механической или электрооптической. Таким образом, в режиме В можно снизить пиковую мощность излучения, попадающего обратно в источник, почти в четыре раза для схемы с компенсацией и почти в 18 раз для схемы без компенсации. Требования к скоро-

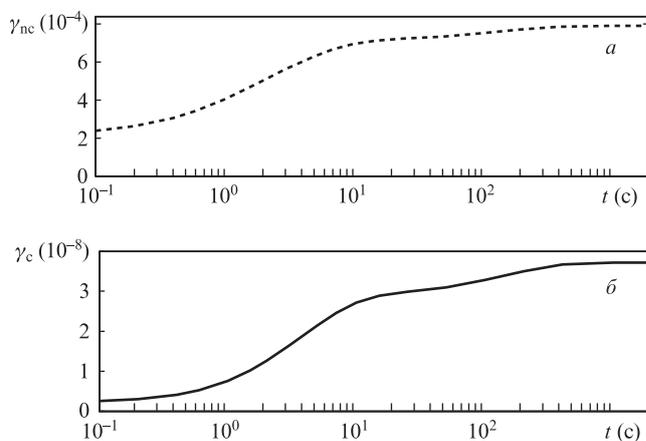


Рис.6. Зависимости интегральной деполаризации от времени для схем без компенсации (а) и с компенсацией (б), полученные в режиме В.

сти срабатывания активной изоляции источника можно оценить из рис.6.

5. Заключение

Для предотвращения повреждения лазерного источника интерферометра LIGO излучением, идущим в обратном направлении, используется изолятор Фарадея. Рассмотрена работа изолятора в нестационарных режимах, в которых мощность излучения, идущего через изолятор в обратном направлении, может существенно превышать мощность излучения, идущего в прямом направлении, соответственно увеличивается тепловыделение и снижается степень оптической изоляции.

Анализ нестационарных режимов интерферометра LIGO показывает, что в случае срыва запертого режима временная зависимость мощности излучения P_b , идущего обратно в источник, имеет два ярко выраженных максимума, на которые необходимо обратить особое внимание. Первый максимум может наблюдаться сразу после такого срыва, когда за время ~ 0.8 мс высвечивается запасенная в интерферометре LIGO энергия. За это время распределение температуры в оптическом элементе изолятора не успевает существенно измениться, и увеличение P_b связано только с увеличением мощности излучения, идущего через изолятор в обратном направлении, в 100 раз.

Второй максимум мощности P_b может наблюдаться в режиме В и обусловлен двумя причинами: увеличением мощности излучения, распространяющегося в обратном направлении, и снижением степени изоляции из-за тепловой деполаризации. Если первая составляющая безынерционна, то нагрев начинает сказываться лишь спустя некоторое время. Таким образом, мощность излучения, падающего на лазерный источник, увеличивается скачком в 25 раз, после чего она плавно возрастает еще в несколько раз в соответствии с рис.6. Можно существенно снизить опасность повреждения лазерного источника в режиме В за счет уменьшения времени нахождения системы в этом режиме путем дополнительной активной блокировки идущего от изолятора к лазерному источнику излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта Национального научного фонда США UF11253.

1. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Tanner D., Reitze D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1116 (1999).
2. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 1 (1999).

3. Zhelezov D.S., Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A., Voitovich A.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 451 (2007).
4. Snetkov I.L., Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A. *Opt. Express*, **19**, 6366 (2011).
5. Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **43**, 1907 (2004).
6. Андреев Н.Ф., Катин Е.В., Палашов О.В., Потемкин А.К., Райтци Д.Х., Сергеев А.М., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **32**, 91 (2002).
7. Мухин И.Б., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **34**, 973 (2004).
8. Kagan M.A., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **43**, 6030 (2004).
9. Войтович А.В., Катин Е.В., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **37**, 471 (2007).
10. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 99 (2000).
11. Palashov O.V., Zhelezov D.S., Voitovich A.V., Zelenogorsky V.V., Kamenetsky E.E., Khazanov E.A., Martin R.M., Dooley K.L., Williams L., Lucianetti A., Quetschke V., Mueller G., Reitze D.H., Tanner D.B., Genin E., Canuel B., Marque J., submitted to *J. Opt. Soc. Am. B* (2012).
12. Dooley K., Arain M.A., Feldbaum D., Frolov V.V., Heintze M., Hoak D., Khazanov E.A., Lucianetti A., Martin R.M., Muller G., Palashov O.V., Quetschke V., Reitze D.H., Savage R., Tanner D.B., Williams L.F., Wu W., accepted in *Rev. Sci. Instr.* (2012).
13. Kamionkowski M. *Nature*, **460**, 964 (2009).
14. Abbott B. et al. *Nature*, **460**, 990 (2009).
15. Abbott B. et al. *Rep. Prog. Phys.*, **72**, 076901 (2009).
16. Accadia T. et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **203**, 012074 (2010).
17. Ge T., Lu D., Wu J., Xu K., Lin J. *High Power Laser and Particle Beams*, **22**, 1229 (2010).
18. Acernese F. et al. *Appl. Opt.*, **47**, 5853 (2008).
19. Khazanov E.A., Andreev N.F., Mal'shakov A.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Zelenogorsky V.V., Ivanov I., Amin R.S., Mueller G., Tanner D.B., Reitze D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1500 (2004).
20. Попов В.М. *Теплообмен в зоне контакта разъемных и неразъемных соединений* (М.: Энергия, 1971).
21. Chen X., Galemezuk R., Salce B., Lavorel B., Akir C., Rajaonah L. *Solid State Commun.*, **110**, 431 (1999).
22. Raja M.Y.A., Allen D., Sisk W. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2123 (1995).
23. Schlarb U., Sugg B. *Phys. Status Solidi B*, **182**, K91 (1994).
24. Durygin A., Drozd V., Paszkowicz W., Werner-Malento E., Buczko R., Kaminska A., Saxena S., Suchocki A. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 141902 (2009).
25. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41**, 483 (2002).
26. Снетков И.Л., Соловьев А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 302 (2009).
27. Zelenogorsky V.V., Solovyov A.A., Kozhevator I.E., Kamenetsky E.E., Rudenchik E.A., Palashov O.V., Silin D.E., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **45**, 4092 (2006).
28. Соловьев А.А., Кожеватов И.Е., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **36**, 939 (2006).
29. Soloviev A.A., Khazanov E.A., Kozhevator I.E., Palashov O.V. *Appl. Opt.*, **46**, 3821 (2007).