

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НОВОГО ПАССИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ЗАТВОРА НА ОСНОВЕ $\text{MeF}_2:\text{Nd}^{2+}$

Т.Т. Басиев, Ю.К. Воронько, С.Б. Мирон, А.В. Осико, С.А. Сычев

Обнаружено нелинейное поглощение лазерного излучения ближнего ИК диапазона кристаллами на основе $\text{MeF}_2:\text{Nd}^{2+}$ ($\text{Me} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$). Предложен новый пассивный лазерный затвор для лазеров, излучающих в диапазоне 1,2 – 1,55 мкм.

Для лазеров видимого и ближнего ИК диапазона вплоть до 1,06 мкм существует ряд пассивных кристаллических затворов, обладающих высокими эксплуатационными, модуляционными и теплофизическими характеристиками /1–3/. Для лазеров спектрального диапазона 1,2 – 2 мкм предложены пассивные затворы на основе щелочных хлоридов и бромидов с Z_4 -центрами окраски (ЦО) /4/. Основным их недостатком является большая гигроскопичность (растворимость в 100 г воды при 20 °С составляет 35 – 95 г /5/) и низкая фото- и термоустойчивость. Поэтому поиск новых материалов для пассивных лазерных затворов (ПЛЗ) резонаторов лазеров, излучающих в оптическом диапазоне 1,2 – 2 мкм, является актуальной задачей.

Монокристаллы $\text{MeF}_2:\text{Nd}$ ($\text{Me} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$) выращены методом Бриджмена – Стокбаргера во фторирующей атмосфере. Содержание неодима составляло от 0,003 до 1,5 ат.%. Для восстановления ионов Nd^{3+} до двухвалентного состояния кристаллы подвергались воздействию гамма-излучения.

Поглощению ионов Nd^{2+} в кристаллах соответствует широкая полоса в области 1,1 – 1,8 мкм, которая обусловлена межконфигурационными переходами $4f^4 - 4f^3 5d^1$. Нами обнаружен эффект насыщающегося поглощения кристаллов $\text{MeF}_2:\text{Nd}^{2+}$ под действием мощного лазерного излучения. В экспериментах по насыщающемуся поглощению использовался лазер на кристалле $\text{YAlO}_3:\text{Nd}$, работающий на переходе $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ с длиной волны генерации $\lambda = 1,34$ мкм и длительностью импульса 45 нс. Кривая просветления для кристалла $\text{SrF}_2:\text{Nd}^{2+}$ представлена на рис. 1. Кристаллы $\text{BaF}_2:\text{Nd}^{2+}$ просветляются значительно хуже, чем $\text{SrF}_2:\text{Nd}^{2+}$. Просветление $\text{CaF}_2:\text{Nd}^{2+}$ при плотности мощности падающего лазерного излучения до 150 МВт/см² не превышает 4%.

Как следует из теории насыщающегося поглощения пассивных сред /6/, поведение кривой просветления существенным образом определяется отношением t_p/τ , где t_p – длительность просветляющего импульса, τ – время жизни поглощающих частиц на возбужденном уровне. Для $t_p/\tau \ll 1$ величина просвет-

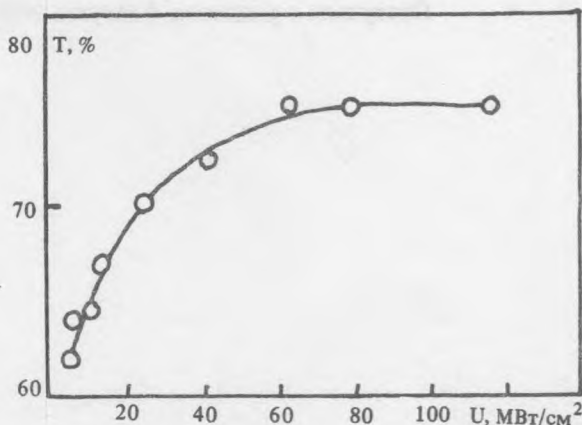


Рис. 1. Зависимость пропускания кристалла $\text{SrF}_2:\text{Nd}$ (0,01 ат%) от плотности мощности лазерного излучения с длиной волны 1,34 мкм.

ления не зависит от мощности падающего излучения, а определяется его энергией. Для $t_p/\tau \gg 1$ определяющим параметром просветления является мощность лазерного импульса. Для того, чтобы определить, какой предельный случай реализуется в экспериментах по просветлению кристаллов $\text{MeF}_2:\text{Nd}^{2+}$, необходимо знать величину радиационного времени жизни ионов Nd^{2+} . Поскольку в литературе отсутствуют данные о люминесцентных свойствах оптических центров Nd^{2+} в кристаллах MeF_2 , и нам также не удалось обнаружить люминесценции этих центров, то для определения τ был использован метод оптической задержки /6/.

Просветляющий импульс после прохождения исследуемого образца ослаблялся нейтральными фильтрами и, отражаясь от зеркала, снова попадал на образец в качестве зондирующего. Величина задержки этого импульса по отношению к просветляющему варьировалась путем изменения расстояния от исследуемого образца до зеркала. Время жизни, определенное из зависимости пропускания образца от времени оптической задержки, для кристаллов $\text{SrF}_2:\text{Nd}^{2+}$ составило 1 нс, отношение $t_p/\tau = 45$. Расчеты, проведенные на ЭВМ для различной формы просветляющего импульса, показали, что реальное значение $\tau < 1$ нс. Это связано с тем, что длительность просветляющего импульса больше времени жизни поглощающих частиц в возбужденном состоянии.

Таким образом, в нашем случае реализуется "мощностной" характер просветления. Кривая просветления в этом случае должна определяться уравнением /6/

$$(1 - T)^{-1} \ln (T/T_0) = aU, \quad (1)$$

где T_0 , T — начальное пропускание образца и пропускание в поле лазерного излучения плотностью энергии U ; a — параметр нелинейности, который зависит от спектроскопической модели поглощающих центров. Из (1) видно, что величина $(1 - T)^{-1} \ln (T/T_0)$ должна линейно зависеть от U . Однако из экспериментальных данных следует, что данная зависимость линейна только для малых плотностей энергии. Такое отклонение экспериментальных результатов от теории может объясняться двумя причинами — наличием поглощения ионом Nd^{2+} в возбужденном состоянии или наличием вклада в полосу поглощения Nd^{2+} непросветляющихся центров. Обычно при различных режимах фото- и термообработки кристаллов с элементарной полосой поглощения, обусловленной несколькими типами поглощающих центров, происходит изменение формы полосы, отражающее различия в энергиях активации процессов фото- и терморазрушения этих центров. Однако в случае фото- и термообработки кристаллов $\text{MeF}_2:\text{Nd}^{2+}$ не наблюдалось перераспределения между максимумами ИК полосы поглощения. Форма ИК полосы поглощения также не зависела от концентрации ионов Nd и дозы облучения. С другой стороны, предельно достижимое пропускание образцов T_1 связано с начальной зависимостью $\ln T_1/\ln T_0 = 1,7$. Три этих обстоятельства свидетельствуют в пользу того, что в исследуемых кристаллах различие между экспериментальными результатами и теорией обусловлено в основном поглощением с возбужденного уровня.

Из начального участка кривой просветления, где влияние поглощения с возбужденного уровня мало, можно определить эффективное сечение поглощения σ . Параметр нелинейности выразим через σ в виде $a = \sigma v \tau / h\nu$, где h — постоянная Планка, ν — частота лазерного излучения, v — скорость света в кристалле. Подставив выражение для a в (1), получим

$$\sigma = (h\nu/v\tau U) (1 - T)^{-1} \ln (T/T_0). \quad (2)$$

Для $\tau = 1$ нс эффективное сечение σ составило $\sim 2 \cdot 10^{-18}$ см², что близко к значению сечения поглощения ионов Nd^{2+} в кристаллах $\text{CaF}_2:\text{Nd}^{2+}$, полученному в /7/ из спектров поглощения.

В качестве ПЛЗ могут использоваться вещества, для которых выполняется соотношение $\sigma_p U_p / \sigma_a U_a \gg 10$, где σ_p — сечение поглощения в ПЛЗ; σ_a — сечение вынужденных переходов в активном элементе. U_p , U_a — плотности излучения в затворе и в активном элементе. Так как для широко распространенных неодимовых лазеров эффективное сечение на переходе $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ составляет величину порядка 1×10^{-19} см² /8/, то, считая $U_p = U_a$, получаем $\sigma_p U_p / \sigma_a U_a \approx 20$. Следовательно, кристаллы $\text{SrF}_2:\text{Nd}^{2+}$ можно использовать в качестве ПЛЗ резонаторов неодимовых лазеров.

Для реализации режима пассивной модуляции добротности использовался лазер на кристалле $YAlO_3:Nd$, работающий на переходе $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$. Для увеличения отношения σ_{pU}/σ_aU_a в плоскопараллельный резонатор длиной 0,8 м помещались две собирающие линзы с фокусным расстоянием 10 см, между которыми был расположен кристалл $SrF_2:Nd^{2+}$. Длительность импульса в режиме модулированной добротности составила 110 ± 15 нс, энергия лазера в режиме свободной генерации и в режиме модулированной добротности была соответственно 150 и 12 мДж.

Из приведенных результатов видно, что ионы двухвалентного неодима могут служить в качестве активных поглощающих центров пассивных лазерных затворов для ближнего ИК диапазона. Путем поиска новых матриц возможно уменьшение нежелательного поглощения с возбужденного уровня, что позволит увеличить эффективность затворов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Н. А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., **46**, 1985 (1982).
2. Михнов С. А. и др. Письма в ЖТФ, **10**, 219 (1984).
3. Жариков Е. В. и др. Оптика и спектроскопия, **63**, 1174 (1987).
4. Парфианович И. А. Изв. АН СССР, сер. физ., **49**, 1954 (1985).
5. Воронкова Е. М. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., Наука, 1965.
6. Пилипович В. А., Ковалев А. А. Оптические квантовые генераторы с просветляющимися фильтрами. Минск, Наука и техника, 1975.
7. Архангельская В. А. и др. Оптика и спектроскопия, **23**, 509 (1967).
8. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. Ред. Каминский А. А. М., Наука, 1986.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 8 августа 1988 г.