

05:07

## Оптическое ограничение излучения среднего ИК диапазона в пленках диоксида ванадия

© О.Б. Данилов,<sup>1</sup> В.А. Климов,<sup>2</sup> О.П. Михеева,<sup>1</sup> А.И. Сидоров,<sup>1</sup> С.А. Тульский,<sup>1</sup> Е.Б. Шадрин,<sup>2</sup> И.Л. Ячнев<sup>1</sup><sup>1</sup> Научно-исследовательский институт лазерной физики,  
199034 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 24 мая 2002 г.)

Представлены теоретические и экспериментальные результаты по ограничению импульсного излучения в спектральной области 3.8–10.6  $\mu\text{m}$  в пленках диоксида ванадия. Проанализировано влияние структуры пленок на форму петли температурного гистерезиса. Проведена оптимизация толщины пленки и структуры пленочного интерферометра, содержащего пленку диоксида ванадия, для повышения эффективности ограничения излучения. Исследована пространственная динамика переключения пленки диоксида ванадия под действием импульса излучения. Экспериментально показана возможность получения коэффициента ослабления излучения в режиме ограничения более  $10^4$ .

### Введение

Нелинейно-оптические эффекты, приводящие к ослаблению прошедшего излучения при увеличении интенсивности падающего излучения, находят применение для управления формой и амплитудой лазерных импульсов, а также для защиты глаз и фотоприемных устройств от ослепления и разрушения интенсивным излучением. Последняя область применения имеет большое практическое значение в связи с использованием в локационных и экологических лазерных системах высокочувствительных детекторов излучения, от надежности работы которых зависит надежность работы всей системы. Область применения определяет те основные требования, которым должны удовлетворять ограничители излучения. Это минимальные потери излучения в области линейного пропускания, низкий энергетический порог ограничения, коэффициент ослабления в режиме ограничения, превышающий 1000, высокое быстродействие и лучевая стойкость, а также широкая спектральная область функционирования ограничителя.

В видимом и ближнем ИК диапазонах существует большое разнообразие материалов и нелинейно-оптических эффектов, которые могут быть использованы для ограничения излучения. Это нелинейно-оптические эффекты в полупроводниках, возникающие при двух- и однофотонном поглощении [1,2], резонансные эффекты в композитных материалах [3], эффекты при двухфотонном поглощении в примесных жидких кристаллах [4], эффекты, возникающие при синглет-триплетных переходах в фуллеренах [5] и многие другие. При переходе в средний ИК диапазон количество эффектов и материалов, пригодных для ограничения излучения, резко уменьшается. Это связано в первую очередь с малым количеством материалов, прозрачных в среднем ИК диапазоне, и с тем, что энергия фотона в данной области спектра мала и ее оказывается недостаточно для возбуждения большинства нелинейно-оптических эффектов.

В то же время область генерации ряда широко применяемых лазеров — химических (HF, DF), CO и CO<sub>2</sub> лазеров лежит именно в среднем ИК диапазоне. В связи с этим актуальной является задача создания ограничителей излучения для указанной области спектра.

Диоксид ванадия (VO<sub>2</sub>), обладающий обратимым фазовым переходом (ФП) полупроводник–металл [6,7], является перспективным нелинейным материалом для создания ограничителей излучения среднего ИК диапазона [8,9]. Это связано в первую очередь с тем, что именно в среднем ИК диапазоне оптические константы VO<sub>2</sub> при ФП претерпевают максимальное изменение [10]. Целью настоящей работы являлось исследование факторов, влияющих на ограничения излучения с длиной волны  $\lambda = 3\text{--}11\ \mu\text{m}$  в поликристаллических пленках VO<sub>2</sub> и анализ путей повышения эффективности ограничения.

### Механизмы фазового перехода в пленке VO<sub>2</sub> под действием излучения

Диоксид ванадия — материал с фазовым переходом металл–полупроводник первого рода, происходящим при  $t_c = 67^\circ\text{C}$ , причем выше  $t_c$  VO<sub>2</sub> — это металл с тетрагональной симметрией решетки, а ниже  $t_c$  VO<sub>2</sub> — полупроводник с моноклинной симметрией решетки и шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 0.7\ \text{eV}$  [6].

В зависимости от энергии кванта излучения  $h\nu$  ФП в VO<sub>2</sub> может инициироваться либо электронными межзонными переходами при  $h\nu > E_g$ , либо тепловыми процессами при  $h\nu < E_g$ . Первому случаю соответствует видимый и ближний ИК диапазон, второму — средний ИК диапазон.

Суть первого механизма ФП диоксида ванадия из полупроводникового в металлическое состояние заключается в том, что за счет повышения концентрации свободных носителей заряда, вызываемого внешним воздействием, возникает кулоновская экранировка электрон-

электронных корреляций, которая скачком понижает корреляционную энергию в  $\text{VO}_2$  [11], так что суммарная энергия свободных носителей заряда оказывается внутри зоны проводимости материала, в результате чего диоксид ванадия приобретает металлическую проводимость. Одновременно с этим меняется его высокочастотная диэлектрическая проницаемость, т.е. оптические константы материала. При этом если в других материалах с подобным ФП такая экранировка возникает лишь в непосредственной близости от температуры ФП, то в диоксиде ванадия электронный параметр порядка способен существенно изменяться, начиная с температуры  $6^\circ\text{C}$ , т.е. за  $60^\circ\text{C}$  до точки ФП [12].

Это означает, что, поглощая импульс излучения, генерирующего свободные носители заряда, электронная подсистема переходит в возбужденное состояние. Концентрация свободных носителей в зоне проводимости возрастает по мере поглощения все новых порций энергии, и начинается процесс моттовского электронного ФП. Вслед за этим кристаллическая решетка, реагируя на изменения в электронной подсистеме, также начинает перестраиваться, и кристалл выходит из минимума термодинамического потенциала. Описанные процессы и приводят к изменению оптических констант. Однако если поглощенная материалом энергия недостаточна для преодоления потенциального барьера, разделяющего полупроводниковую и металлическую фазы материала, кристалл быстро возвращается к исходному состоянию, соответствующему минимуму термодинамического потенциала полупроводниковой фазы. При этом полноценного ФП, сопровождаемого перестройкой как электронной, так и решеточной подсистем кристалла и фиксацией материала в новом — металлическом состоянии, не происходит.

Иначе говоря, начальная стадия ФП полупроводник–металл при  $h\nu > E_g$  состоит в быстрой перестройке подсистемы валентных электронов материала (дополнительной передаче электронной плотности лиганду согласно терминологии [11,13]), вызванной резким повышением концентрации свободных носителей заряда в зоне проводимости при поглощении импульса оптического излучения. Причем это может происходить при температурах, значительно меньших ( $23^\circ\text{C}$ ), чем температуры окрестности точки ФП ( $67^\circ\text{C}$ ), что определяется температурной зависимостью электронного параметра порядка  $\text{VO}_2$  [12]. При этом процесс ФП благодаря его электронной природе [15] может совершаться за очень короткое время — от единиц пикосекунд [16] до ста фемтосекунд [17].

Описанный процесс подобен процессам сверхбыстрых вибранных ФП в полупроводниках типа Si, GaAs или InSb, возникающих под действием мощного импульса оптического излучения [14,18] с той, однако, разницей, что в случае упомянутых полупроводников для совершения сверхбыстрого ФП необходимо размягчение фононного спектра, инициируемое резко возросшей концентрацией плазмы свободных носителей заряда. В нашем

же случае фононный спектр смягчается независимо от концентрации плазмы свободных носителей при приближении температуры к точке ФП полупроводник–металл [12,19], причем это смягчение начинается с температуры  $6^\circ\text{C}$ , т.е. за  $60^\circ\text{C}$  до температуры перехода.

Таким образом, под действием импульса излучения видимого и ближнего ИК диапазона пленка  $\text{VO}_2$  может переходить в металлическое состояние за доли пикосекунд. Однако ввиду того, что в этой спектральной области  $\text{VO}_2$  имеет достаточно высокое поглощение в полупроводниковой фазе, а при ФП его оптические константы изменяются мало, данный материал вряд ли может составить конкуренцию другим, более эффективным ограничителям для  $\lambda < 2\mu\text{m}$ .

При воздействии на пленку  $\text{VO}_2$  кванта излучения, энергия которого меньше ширины запрещенной зоны полупроводниковой фазы  $\text{VO}_2$ , и отсутствии двухфотонного поглощения, что справедливо для среднего ИК диапазона, ФП инициируется тепловыми процессами, вызванными нагревом пленки  $\text{VO}_2$  при поглощении излучения.

Более детально механизм воздействия данного типа излучения, приводящий к инициированию фазового перехода, можно описать, основываясь на представлении об электронном (моттовском) характере фазового перехода полупроводник–металл в  $\text{VO}_2$  [15].

Разогрев пленки  $\text{VO}_2$  излучением среднего ИК диапазона возникает как в результате поглощения оптического излучения плазмой свободных носителей заряда [20], которая в процессе релаксации накопленной в ней энергии разогревает кристаллическую решетку материала, так и при прямом поглощении излучения решеточной подсистемой, поскольку генерация фононов при поглощении полупроводниковой фазой  $\text{VO}_2$  излучения среднего ИК диапазона достаточно эффективна [21].

Разогрев материала импульсом оптического излучения сопровождается ростом концентрации свободных носителей заряда за счет их теплового переброса через энергетическую щель полупроводниковой фазы  $\text{VO}_2$ . За счет такого повышения концентрации возникает кулоновская экранировка электрон–электронных корреляций на одном и том же узле решетки, что характерно для электронного перехода Мотта [13]. Эта экранировка частично понижает корреляционную энергию электронов [11], что приводит к сужению моттовской энергетической щели полупроводниковой фазы диоксида ванадия [7]. Сужение энергетической щели в свою очередь увеличивает термический перебор носителей через энергетическую щель, что приводит к дальнейшему сужению щели. Таким образом, включается своеобразный механизм положительной обратной связи, приводящий к схлопыванию энергетической щели полупроводниковой фазы и переходу материала из полупроводникового в металлическое состояние. При этом меняется высокочастотная диэлектрическая проницаемость, т.е. оптические константы материала. Причем, как было сказано выше, электронный параметр порядка

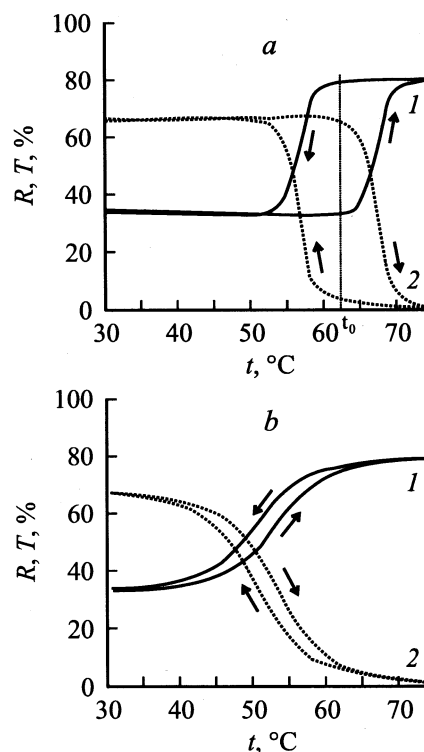
способен существенно изменяться, начиная с температуры 6°C. Это означает, что уже при комнатной температуре импульс оптического излучения, вызывающий разогрев пленки VO<sub>2</sub>, способен вызвать ФП металл-полупроводник и перевести пленку в состояние с высоким поглощением.

### Влияние структуры поликристаллической пленки VO<sub>2</sub> на характеристики ФП

Параметры ограничения излучения пленки VO<sub>2</sub> в значительной степени зависят от вида температурных зависимостей ее коэффициента отражения  $R$  и пропускания  $T$ . Так, при высокой крутизне этих зависимостей повышается быстродействие ограничителя, при малой расширяется динамический диапазон ограничения. Время восстановления начального пропускания также зависит от крутизны  $R(t)$  и  $T(t)$ , а также от ширины петли температурного гистерезиса.

Эксперименты показывают, что кривые температурных зависимостей физических параметров диоксида ванадия при нагреве и охлаждении не совпадают друг с другом, т.е. имеет место термический гистерезис свойств материала (рис. 1). При этом обращает на себя внимание то, что петля температурного гистерезиса отражательной способности пленочного окиснованадиевого интерферометра в несколько раз шире петли коэффициента отражения монокристалла VO<sub>2</sub> (около 15°C вместо 2°C), имеет протяженные по температуре ветви (порядка 20–30°C) и сдвинута в сторону низких температур на величину 10–20°C (рис. 1, *b*).

Причина такого отличия заключается в том, что петля гистерезиса пленки VO<sub>2</sub> складывается из элементарных петель гистерезиса отдельных кристаллитов, из которых состоит пленка [15]. Положение  $t_{ci}$  на шкале температур и ширины  $\Delta t_i$  элементарных петель различны для различных кристаллитов ( $i$  — номер группы кристаллитов с одинаковыми характеристиками). Поэтому гистерезисные явления в пленке описываются функцией распределения кристаллитов по значениям температур ФП  $t_{ci}$  в них и функцией распределения кристаллитов по величинам температурных отступлений  $\Delta t_i$  от  $t_{ci}$ , необходимым для того, чтобы ФП в данном кристаллите совершился. Отсюда следует, что ширина суммарной петли пленки VO<sub>2</sub> определяется ширинами элементарных петель кристаллитов, соответствующих максимуму распределения элементарных петель по их ширинам  $\Delta t_i$ , протяженность ветвей суммарной петли по температуре определяется шириной распределения элементарных петель по температурам  $t_{ci}$ , положение ветвей суммарной петли на температурной шкале определяется температурным положением максимума этого распределения. В данной модели предполагается, что каждое зерно-кристаллит пленки обладает одной присущей ему элементарной петлей термического гистерезиса и что



**Рис. 1.** Температурные зависимости коэффициента отражения и пропускания пленок VO<sub>2</sub> толщиной 0,25 μm с узкой (*a*) и широкой (*b*) функцией распределения кристаллитов по размерам.  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ . 1 —  $R$ , 2 —  $T$ .

элементарные петли отдельных кристаллитов пленки „вертикальны“ по температуре, т.е. при достижении температуры перехода зерна, например, в металлическое состояние зародыш новой металлической фазы прорастает со скоростью звука сквозь все зерно, находившееся перед этим в полупроводниковой фазе [15].

На температуру ФП и форму петли температурного гистерезиса оказывает также влияние наличие примесей в VO<sub>2</sub> и избыток или недостаток кислорода в пленке по сравнению со стехиометрией [6,7]. Так, температура ФП пленки VO<sub>2</sub>, легированной вольфрамом, может быть уменьшена на 20–30°C по сравнению с нелегированной пленкой. Отклонение содержания кислорода в пленке от стехиометрического как в большую, так и в меньшую сторону приводит к расширению температурного интервала ФП. Однако при этом заметно возрастает поглощение петли в полупроводниковой фазе.

Из сказанного следует, что для получения сильно протяженной по температуре, но узкой петли гистерезиса необходимо синтезировать пленку VO<sub>2</sub> с возможно более узким распределением элементарных петель по ширине  $\Delta t_i$ , пик которого должен быть расположен вблизи малых  $\Delta t_i$ , и одновременно с возможно более широким распределением элементарных петель по их положениям  $t_{ci}$  на шкале температур. В то же время для получения узкой суммарной петли гистерезиса, имеющей малопротяженные по температуре петли, необ-

ходимо синтезировать пленку с узким распределением элементарных петель и по  $t_{ci}$ . Оба варианта находят практическое применение при конструировании оптических ограничителей различных типов.

## Оптические характеристики слоистых систем с пленкой диоксида ванадия

При ФП полупроводник–металл в слоистых системах с пленкой  $\text{VO}_2$  ( $\text{VO}_2$  зеркалах) происходит сильное изменение коэффициента отражения и пропускания [10,22]. От оптических характеристик пленочных покрытий, образующих  $\text{VO}_2$  зеркало, зависят такие характеристики ограничителя излучения, как линейный коэффициент пропускания, спектральная область функционирования, коэффициент ослабления излучения в режиме ограничения излучения и лучевая стойкость. При ФП комплексный показатель преломления  $\text{VO}_2$  ( $n^* = n - i - k$ ) изменяется от  $n^* = 3.1 - i \cdot 0.002$  до  $n^* = 4 - i \cdot 6$  для  $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$  [22] и от  $n^* = 2.55 - i \cdot 0.08$  до  $n^* = 8 - i \cdot 9$  для  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  [10]. Так как при ФП коэффициент поглощения пленки  $k$  возрастает в 100–3000 раз, то даже одиночная пленка  $\text{VO}_2$  толщиной 0.2–0.3  $\mu\text{m}$  на прозрачной подложке может быть использована для ограничения излучения среднего ИК диапазона. Однако для обеспечения максимального пропускания данной системы на рабочей длине волны ограничителя при  $t < t_0$  ( $t_0$  — температура начала фазового перехода, рис. 1, *a*) толщина  $d$  пленки  $\text{VO}_2$  может быть оптимизирована. На рис. 2, *a* показана спектральная зависимость коэффициента пропускания пленки  $\text{VO}_2$  на германиевой подложке при  $t < t_0$  и  $t > t_c$ . Видно, что для  $d = 1 \mu\text{m}$  на зависимости  $T(\lambda)$  при  $t < t_0$  (кривая *I*) имеются два максимума — на  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  ( $T = 82\%$ ) и  $\lambda = 10.5 \mu\text{m}$  ( $T = 85\%$ ). Максимумы пропускания связаны с просветляющим действием пленки  $\text{VO}_2$ , так как ее оптическая толщина ( $nd$ ) до ФП для указанных длин волн равна соответственно  $3/4\lambda$  и  $\lambda/4$ . При переходе пленки  $\text{VO}_2$  в металлическое состояние ее пропускание уменьшается соответственно до  $10^{-5}$  и  $3 \cdot 10^{-4}\%$ . Таким образом, пленка  $\text{VO}_2$  толщиной 1  $\mu\text{m}$  до ФП обеспечивает высокий коэффициент пропускания (более 80%) в спектральных интервалах 4–4.5 и 8–11.5  $\mu\text{m}$ , а также высокий коэффициент ослабления излучения (более  $10^5$ ) после ФП в спектральном интервале 3–12  $\mu\text{m}$ . Для сравнения на рис. 2, *a* показан спектр пропускания пленки  $\text{VO}_2$  толщиной 0.3  $\mu\text{m}$ . Так как оптическая толщина такой пленки до ФП равна  $\lambda/4$  для длины волны  $\sim 4 \mu\text{m}$ , то она обеспечивает высокое пропускание в спектральном интервале 3.5–5.5  $\mu\text{m}$ . После ФП коэффициент ослабления излучения для данной пленки превышает  $10^3$  для  $\lambda = 3$ –12  $\mu\text{m}$ .

При использовании ограничителей для защиты фотоприемников лазерных локационных систем в ряде случаев необходимо обеспечить минимальные фазовые искажения оптического сигнала при ограничении излучения. Например, это важно в том случае, когда в приемном

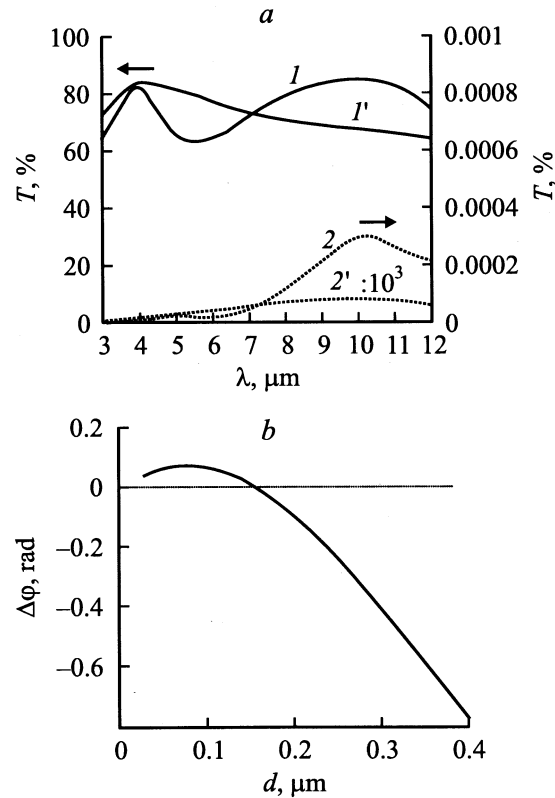


Рис. 2. Спектры пропускания пленки  $\text{VO}_2$  на германиевой подложке. 1, 2 —  $d = 1 \mu\text{m}$ ; 1', 2' — 0.3  $\mu\text{m}$ .  $t = 20$  (1, 1'),  $70^\circ\text{C}$  (2, 2').

тракте производится анализ волнового фронта излучения. Рис. 2, *b* демонстрирует влияние толщины пленки  $\text{VO}_2$  на германиевой подложке на изменение сдвига фазы прошедшего излучения при ФП:  $\Delta\phi = \delta\phi_1 - \delta\phi_2$ . Здесь  $\delta\phi_1$  и  $\delta\phi_2$  — сдвиг фазы прошедшего через пленку излучения соответственно до и после ФП. Расчет зависимости  $\Delta\phi(d)$  проводился для  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  с оптическими константами  $\text{VO}_2$ , приведенными выше. Из рисунка видно, что при  $d < 0.35 \mu\text{m}$  искажение фазы излучения при ФП не превышает  $\pi/5$ , а при  $d \approx 0.17 \mu\text{m}$  фазовые искажения отсутствуют. Таким образом, достаточно тонкая пленка может обеспечить ограничение излучения с минимальными фазовыми искажениями. Однако при этом ее остальные оптические характеристики не будут оптимальны для ограничения. Так, при  $d = 0.2 \mu\text{m}$  коэффициент пропускания пленки до ФП равен 64%, а после ФП — 3%.

Коэффициент отражения пленки  $\text{VO}_2$  толщиной более 0.25  $\mu\text{m}$  после ФП примерно равен 80%  $\lambda = 5$ –11  $\mu\text{m}$ . Это означает, что 20% энергии падающего излучения такая пленка после ФП поглощает. При тепловом механизме разрушения пленки излучением порог разрушения уменьшается с увеличением доли поглощенной энергии пленкой в металлической фазе [23]. Эксперимент показал, что порог разрушения излучением с  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  для пленки  $\text{VO}_2$  толщиной

$0.3 \mu\text{m}$  составляет  $6-7 \text{ J/cm}^2$  при длительности импульса излучения  $20 \mu\text{s}$ . Поэтому для увеличения порога разрушения ограничителя излучением выгодно увеличивать коэффициент отражения  $\text{VO}_2$  зеркала для  $t > t_c$ . Для этого может быть использован многослойный тонкопленочный интерферометр, в котором пленка  $\text{VO}_2$  используется как управляющий элемент. Расчет показывает, что в четырехслойном интерферометре, имеющем конструкцию  $\text{Ge} (d = 0.66 \mu\text{m})-\text{ZnSe} (1.1 \mu\text{m})-\text{VO}_2 (0.25 \mu\text{m})-\text{ZnS} (1.0 \mu\text{m})-\text{Ge}$  (подложка), коэффициент отражения для  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  при  $t > t_c$  равен 95%. Следовательно, для такого  $\text{VO}_2$  зеркала при  $t > t_c$  доля поглощенной энергии излучения уменьшается в 4 раза по сравнению с одиночной пленкой  $\text{VO}_2$ . Эксперименты показывают, что  $\text{VO}_2$  зеркала с коэффициентом отражения более 95% ( $t > t_c$ ) имеют порог разрушения  $20-25 \text{ J/cm}^2$  [23]. Коэффициент пропускания интерферометра данной конструкции при  $t > t_c$  равен 0.22%, а при  $t < t_0$  равен 60%. Необходимо также отметить, что приведенные оптические свойства интерферометра имеет в достаточно узком спектральном интервале —  $\Delta\lambda \approx 0.1 \mu\text{m}$ .

Многослойные системы могут быть использованы и для повышения коэффициента пропускания  $\text{VO}_2$  зеркала при  $t < t_0$ . Например, в двухслойной системе, имеющей конструкцию:  $\text{ZnS} (1.1 \mu\text{m})-\text{VO}_2 (0.4 \mu\text{m})-\text{Ge}$  (подложка), коэффициент пропускания при  $t < t_0$  равен 95%. Однако коэффициенты пропускания и отражения при  $t > t_c$  равны соответственно 1.4 и 38%, что приводит к уменьшению эффективности ограничения излучения и порога разрушения.

Таким образом, различные интерференционные системы с пленкой  $\text{VO}_2$  позволяют улучшить в сравнении с одиночной пленкой  $\text{VO}_2$  один из оптических параметров ограничителя излучения, например лучевую стойкость или пропускание в линейном режиме. В то же время остальные оптические параметры ограничителя при этом ухудшаются. Поэтому выбор конструкции  $\text{VO}_2$  зеркала должен определяться конкретными требованиями, предъявляемыми к ограничителю.

## Динамика переключения пленки $\text{VO}_2$ под действием импульса излучения

Особенностью пленки  $\text{VO}_2$ , как нелинейно-оптического элемента, является относительно узкий температурный интервал нелинейности от нескольких градусов до нескольких десятков градусов. До ФП и после ФП коэффициент пропускания пленки не зависит от интенсивности излучения, а коэффициент ослабления излучения при переключении пленки в металлическое состояние равен  $1/T_c$ , где  $T_c$  — коэффициент пропускания пленки после ФП. Однако такая ситуация имеет место лишь при пространственно равномерном нагреве поверхности  $\text{VO}_2$  зеркала в статическом приближении.

В реальных условиях при переключении пленки  $\text{VO}_2$  под действием лазерного импульса возникает ряд факто-

ров, приводящих к тому, что и динамический диапазон нелинейности и коэффициент ослабления излучения при переключении пленки оказываются значительно отличающимися от статического случая.

Во-первых, условием обратимости ограничителя является восстановление начального коэффициента пропускания после окончания воздействия лазерного импульса. Для выполнения этого условия подложка  $\text{VO}_2$  зеркала должна поддерживаться при температуре  $t = t_0 - \Delta t$ , где  $\Delta t$  — ширина петли температурного гистерезиса пленки  $\text{VO}_2$  (рис. 1, а). Наличие линейного начального участка на характеристике ограничителя приводит к появлению задержки его переключения и уменьшению его интегрального коэффициента ослабления. Длительность задержки зависит от величины  $\Delta t$ , интенсивности излучения и теплофизических характеристик  $\text{VO}_2$  зеркала и для интенсивности  $\sim 1 \text{ MW/cm}^2$  составляет десятки наносекунд.

Во-вторых, при чисто тепловом механизме переключения пленки  $\text{VO}_2$  под действием лазерного импульса мощность теплового источника в пленке в каждый момент времени определяется интенсивностью падающего излучения  $I_0(r, \tau)$  и мгновенными значениями коэффициентов отражения и пропускания

$$P(r, \tau) = I_0(r, \tau) [1 - R(r, \tau) - T(r, \tau)].$$

В свою очередь  $R(r, \tau)$  и  $T(r, \tau)$  зависят от профиля мгновенной температуры пленки  $t(r, \tau)$ . Это, в частности, приводит к тому, что скорость переключения пленки  $dT/d\tau$  изменяется в течение ФП и максимальна в середине нагревной ветви петли гистерезиса [24]. При воздействии на пленку  $\text{VO}_2$  лазерного импульса с неравномерным пространственным распределением динамика переключения пленки определяется как временной формой лазерного импульса, так и пространственным профилем лазерного пучка. На рис. 3 показано расчетное пространственное распределение прошедшего через пленку  $\text{VO}_2$  излучения для гауссова профиля падающего излучения с  $I_0 = 0.5 \text{ MW/cm}^2$ . Фронт ла-

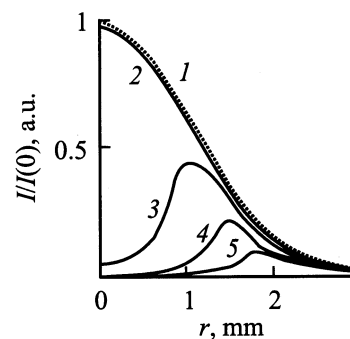
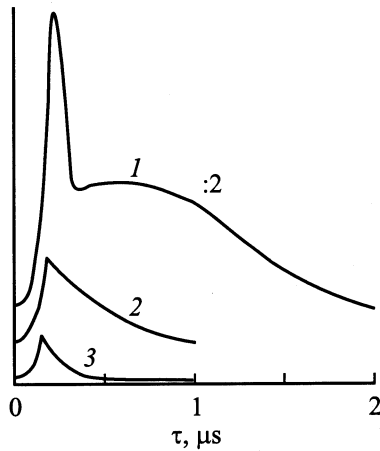


Рис. 3. Пространственное распределение излучения, прошедшего через пленку  $\text{VO}_2$  в режиме ограничения.  $I_0 = 0.5 \text{ MW/cm}^2$ . 1 — профиль падающего пучка;  $\tau = 30$  (2), 300 (3), 600 (4), 1000 (5).



**Рис. 4.** Осциллограммы импульсов излучения, прошедшего через пленку  $\text{VO}_2$  в режиме ограничения  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ . 1 — падающий пучок;  $Q_0 = 100$  (2),  $400 \text{ мДж/см}^2$  (3).

зерного импульса прямоугольный. Самосогласованная тепловая задача решалась в приближении модели тонкой пластины (пленка  $\text{VO}_2$ ), находящейся в идеальном тепловом контакте с полубесконечным телом (германиевая подложка). Из рисунка видно, что при  $\tau = 30 \text{ ns}$  ограничение отсутствует, что связано с задержкой переключения пленки  $\text{VO}_2$ . При дальнейшем увеличении времени воздействия излучения переключение происходит в центральной части пучка, где интенсивность максимальна, причем область ограничения со временем расширяется от центра пучка к периферии. На крыльях распределения ограничение практически отсутствует, так как интенсивность излучения здесь недостаточно для перевода пленки  $\text{VO}_2$  в металлическое состояние.

Таким образом, в случае неравномерного пространственного распределения падающего излучения возникают дополнительные эффекты, связанные с пространственной динамикой взаимодействия пленки  $\text{VO}_2$  с излучением. При этом если в области максимальной интенсивности излучения может быть достигнут максимальный коэффициент ослабления, соответствующий статическому режиму, то интегральный коэффициент ослабления по времени и сечению пучка может быть в десятки и сотни раз меньше максимального. В то же время пространственные динамические процессы в случае пространственно-неравномерного пучка расширяют энергетическую область нелинейности пленки  $\text{VO}_2$  и тем самым увеличивают динамический диапазон ограничения.

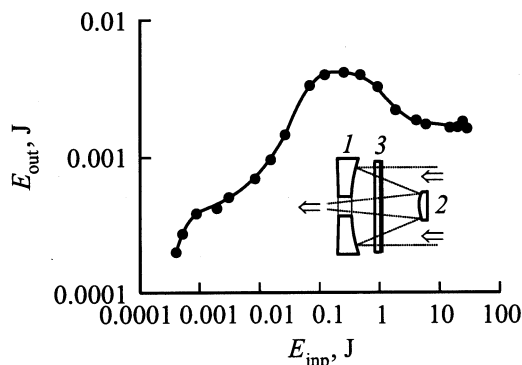
Время восстановления начального пропускания после окончания воздействия излучения является функцией интенсивности падающего излучения, определяющей максимальную температуру нагрева пленки  $\text{VO}_2$ , ширины петли температурного гистерезиса и теплопроводности подложки. Для пленки  $\text{VO}_2$  на германиевой подложке это время лежит в пределах  $10\text{--}100 \mu\text{s}$  в зависимости от интенсивности излучения.

Эксперименты по ограничению излучения в простейшем ограничителе, представляющем собой пленку  $\text{VO}_2$  толщиной  $0.3 \mu\text{m}$  на германиевой подложке, проводились на длине волны  $10.6 \mu\text{m}$  (ТЕА- $\text{CO}_2$  лазер, длительность импульса генерации  $\tau_0 = 2 \mu\text{s}$ ) и в спектральном интервале  $3.8\text{--}4.2 \mu\text{m}$  (DF лазер,  $\tau_0 = 0.25 \mu\text{s}$ ). Температура подложки поддерживалась равной  $55^\circ\text{C}$ . Эксперименты показали, что энергетический порог ограничения излучения, соответствующий возникновению нелинейного пропускания, в обоих случаях равен примерно  $5 \text{ мДж/см}^2$ . На рис. 4 показаны осциллограммы падающего лазерного импульса и прошедших импульсов для  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  при различной плотности энергии падающего излучения  $Q_0$ . Видно, что при  $Q_0$ , равной  $400 \text{ мДж/см}^2$ , задержка переключения составляет примерно  $50 \text{ ns}$ , т. е. ограничение возникает уже на фронте падающего излучения. Длительность спада на осциллограммах прошедшего излучения составляет сотни наносекунд и определяется пространственными динамическими процессами, описанными выше.

### Ограничение излучения с длиной волны $10.6 \mu\text{m}$ в трех-проходовом ограничителе

Для уменьшения энергетического порога ограничения и расширения динамического диапазона ограничения могут быть использованы несколько пленок  $\text{VO}_2$ , расположенных последовательно в сфокусированном лазерном пучке [24]. Оптимальным с точки зрения конструкции является ограничитель, в котором сфокусированное излучение многократно проходит через одну и ту же пленку  $\text{VO}_2$ . Оптическая схема макета такого ограничителя показана на вставке к рис. 5. Ограничитель состоит из зеркального телескопа, между входным 1 и выходным 2 зеркалами которого расположен нелинейно-оптический элемент 3 — пленка  $\text{VO}_2$  на германиевой подложке с просветляющим покрытием. Фокусы зеркал смещены относительно друг друга по оптической оси для формирования сходящегося пучка на выходе ограничителя. Толщина пленки  $\text{VO}_2$  равна  $0.75 \mu\text{m}$ . Пропускание нелинейно-оптического элемента для одного прохода излучения  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  при  $t = 20^\circ\text{C}$  равно  $80\%$ . Входная апертура ограничителя равна  $35 \text{ mm}$ , выходная —  $10 \text{ mm}$ .

Излучение, падающее на ограничитель, трижды проходит через пленку  $\text{VO}_2$ , одновременно при этом фокусируясь. В режиме ограничения в первую очередь происходит переключение центральной области пленки  $\text{VO}_2$ , соответствующей третьему проходу излучения. Затем переключаются последовательно области, соответствующие второму и первому проходам. При этом после переключения второй области снижается лучевая нагрузка на центральную часть пленки, предохраняя ее от разрушения излучением. Аналогично переключение первой области снижает лучевую нагрузку на вторую и третью области пленки  $\text{VO}_2$ . Интегральный коэф-



**Рис. 5.** Зависимость энергии излучения на выходе ограничителя от энергии излучения на его входе. На вставке — оптическая схема ограничителя.  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ,  $\tau_0 = 20 \mu\text{s}$ .

коэффициент ослабления ограничителя равен произведению интегральных коэффициентов ослабления, создаваемых на каждом проходе излучения.

Эксперименты по ограничению проводились на длине волны  $10.6 \mu\text{m}$  при длительности лазерного импульса  $20 \mu\text{s}$ . Источником излучения являлся электроионизационный  $\text{CO}_2$  лазер. Температура германиевой подложки, на которой располагалась пленка  $\text{VO}_2$ , была равна  $55^\circ\text{C}$ . На рис. 5 показана экспериментальная зависимость энергии излучения на выходе ограничителя от энергии излучения на его входе. Как видно из рисунка, при  $E_{\text{inp}} \geq 0.8 \text{ mJ}$  начинается переключение пленки  $\text{VO}_2$  в ее центральной части, что приводит к появлению пологого участка на кривой ограничения. После полного переключения центральной области пленки в металлическое состояние зависимость  $E_{\text{out}}(E_{\text{inp}})$  становится близкой к линейной. Затем, при  $E_{\text{inp}} \geq 100 \text{ mJ}$ , возникают вторая и третья области ограничения, связанные с переключением двух периферийных областей пленки. Энергетический порог ограничения равен  $0.8 \text{ mJ}$ , или в пересчете на плотность энергии падающего излучения  $0.08 \text{ mJ/cm}^2$ . Интегральный коэффициент ослабления при энергии падающего излучения  $26.5 \text{ J}$  равен  $1.5 \cdot 10^4$ . Анализ показывает, что дальнейшее увеличение коэффициента ослабления может быть достигнуто путем оптимизации геометрии ограничителя.

## Заключение

Представленные результаты показывают, что поликристаллические пленки диоксида ванадия являются перспективным материалом для создания оптических ограничителей излучения среднего ИК диапазона. Оптимизация структуры пленки и ее интерференционных свойств позволяет получить оптимальные характеристики ограничения. В статическом режиме контраст при переключении пленки может превышать  $10^6$ . Однако интегральный коэффициент ослабления при переключении пленки под действием импульса излучения значительно

уменьшается за счет динамических эффектов. Тем не менее в трехпроходном ограничителе может быть получен коэффициент ослабления излучения, превышающий  $10^4$ . Основным недостатком ограничителя с пленкой  $\text{VO}_2$  является необходимость его термостатирования.

Ограничители излучения на основе обратимого ФП полупроводник–металл в пленке  $\text{VO}_2$  могут быть использованы для защиты фотоприемных устройств среднего ИК диапазона от ослепления и разрушения интенсивным лазерным излучением.

Работа проводилась при финансовой поддержке МНТЦ (грант № 1454).

## Список литературы

- [1] Boggess T.E., Smirl A.L., Moss S.C. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1985. Vol. QE-21. N 5. P. 488.
- [2] Багров И.В., Жевлаков А.П., Сидоров А.И. и др. // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 2. С. 15.
- [3] Averitt R.D., Westcott S.L., Halas N.J. // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. Vol. 16. N 10. P. 1814.
- [4] Данилов В.В., Соснов Е.Н., Чистякова О.В. и др. // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 3. С. 429.
- [5] Белоусов В.П., Белоусова И.М., Гавронская Е.А. и др. // Оптический журнал. 2001. Т. 68. № 12. С. 13.
- [6] Бугаев А.А., Захарченко Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход полупроводник–металл и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
- [7] Bruckner W., Opperman H., Reichelt W. et al. Vanadiumoxide. Berlin: Academic-Verlag, 1983. 252 p.
- [8] Danilov O.B., Belousov V.P., Belousova I.M. et al. // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3263. P. 124.
- [9] Segaud J.P., Dillemann B., Giraudo O. // NLO. 1999. Vol. 21. N 1–4. P. 175.
- [10] Коновалова О.П., Сидоров А.И., Шаганов И.И. // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 5. С. 13.
- [11] Altanhan T. // J. Phys. 1987. C: Sol. St. Phys. Vol. 20. P. L949.
- [12] Вихнин В.С., Гончарук И.Н. и др. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 12. С. 3580.
- [13] Мотт Н.Ф. Переходы металл–изолятор. М.: Наука, 1979. 342 с.
- [14] Емельянов В.И., Бабак Д.В. // ФТТ. 1999. Т. 41. № 8. С. 1462.
- [15] Шадрин Е.Б., Ильинский А.В. // ФТТ. 2000. Т. 42. № 6. С. 1092.
- [16] Балашенков И.А., Солунин П.А., Хахаев И.А. и др. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 8. С. 2032.
- [17] Cavalleri A., Toth C., Siders C.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 23. P. 237401-1.
- [18] Ройтбурд А.Л. // УФН. 1974. Т. 113. С. 69.
- [19] Хахаев И.А., Чудновский Ф.А., Шадрин Е.Б. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 6. С. 1643.
- [20] Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М.: ГИФМЛ, 1963. 264 с.
- [21] Barker A.S., Verleur H.W., Guggenheim H.J. // Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 17. N 26. P. 1286.
- [22] Case F.C. // Appl. Opt. 1991. Vol. 30. P. 4119.
- [23] Данилов О.Б., Жевлаков А.П., Сидоров А.И. и др. // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 6. С. 31.
- [24] Михеева О.П., Сидоров А.И. // Оптический журнал. 2001. Т. 68. № 4. С. 48.