

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПАССИВНЫХ ЗАТВОРОВ ИЗ СТЕКЛА КС-19

С. А. Михнов, В. Е. Матюшков и В. П. Хюппенен

Предложен способ определения коэффициента неактивного поглощения энергии, затрачиваемой на просветление фототропного вещества, суммы вероятностей прямых и обратных переходов в пассивных затворах. Способ основан на измерениях их пропускания в зависимости от величины энергии падающего на них импульсного излучения. Экспериментальная проверка метода проведена для четырех различных партий стекол КС-19, используемых в качестве затворов в рубиновых лазерах. На основе измерений оценена концентрация активных частиц. Обнаружено различие значений неактивного поглощения в различных стеклах, что позволяет надеяться на улучшение пассивных затворов путем усовершенствования технологии изготовления.

Для практических применений в лазерах с модуляцией добротности наиболее удобны пассивные затворы. При расчете оптимальных параметров моноимпульсных лазеров необходимо знать такие спектроскопические параметры затворов, как коэффициент неактивного поглощения в фототропном веществе, сумму вероятностей прямых и обратных переходов, энергию, затрачиваемую на просветление затвора [1]. В данной работе предложен сравнительно простой метод определения указанных параметров пассивного затвора, основанный на измерениях его пропускания в зависимости от величины энергии падающего на него импульсного излучения.

Рассмотрим кинетику просветления затвора, описываемого с помощью двухуровневой схемы. Изменение коэффициента поглощения k во времени t при воздействии прямоугольного импульса излучения плотности i описывается при этом следующим выражением [1]:

$$k = \frac{k_a}{1 + \tau Bu} \left\{ 1 + \tau B u e^{-\frac{t}{\tau}(1 + \tau Bu)} \right\}. \quad (1)$$

Здесь k_a — коэффициент поглощения в начальный момент времени, $B = B_{12} + B_{21}$ — сумма коэффициентов Эйнштейна прямых и обратных переходов, τ — длительность возбужденного состояния для исследуемого вещества. Допустим, что плотность излучения достаточно велика, так что $\tau Bu \gg 1$. Используя (1), вычислим энергию, поглощенную единицей объема затвора при воздействии импульса излучения длительностью t

$$E_a = \int_0^t v k u dt = \frac{v k_a}{B} \left(1 + \frac{t}{\tau} - e^{-t/\tau} \right). \quad (2)$$

Здесь v — скорость света в веществе. Если $t/\tau \ll 1$ и Bu достаточно велико, чтобы $e^{-t/\tau} \approx 0$, то при таких условиях измерений формула (2) упрощается

$$E_a = \frac{v k_a}{B}. \quad (2a)$$

Из полученного выражения следует, что при возбуждении импульсом большой мощности и малой длительности поглощенная энергия определяется только спектроскопическими параметрами фототропного вещества затвора и не зависит от энергии и длительности импульса. Если $B_{12} = B_{21}$, то эта энергия равна энергии квантов, поглощаемых при переходе полувинны частиц в возбужденное состояние.

В реальных затворах, кроме поглощения энергии, необходимой для просветления, имеет место и неактивное поглощение. Поэтому образец фототропного вещества может быть представлен в виде двух составных частей. Первая из них — идеально просветляющийся фильтр. Для его просветления, согласно (2а), необходима энергия E_a . Вторая часть является непросветляющимся фильтром с пропусканием T . При таком рассмотрении энергия E излучения, пропущенного затвором, будет определяться выражением

$$E = TE_0 - E_a V, \quad (3)$$

где E_0 — энергия падающего на образец излучения, V — просветляющийся объем. Полученная формула представляет основу для экспериментального определения T , B и энергии E_a , затраченной на просветление затвора. Действительно, если измерить зависимость E от E_0 , то ее график будет прямой линией. Тангенс угла наклона этой прямой равен величине пропускания T , а натуральный логарифм T^{-1} , отнесенный к толщине образца, определяет коэффициент неактивного поглощения k_n . Экстраполируя прямую до значений $E_0 = 0$, получим величину $E = -E_a V$. Зная E_a , из (2а) нетрудно вычислить значение B , а следовательно, и значение поперечника поглощения активных центров

$$\sigma = \frac{h\nu}{v} B, \quad (4)$$

если предварительно измерить начальный коэффициент поглощения равной сумме активного k_a и неактивного k_n коэффициентов поглощения.

При известном отношении $\beta = B_{21}/B_{12}$ из формулы для коэффициента поглощения несложно вычислить еще один параметр вещества — число активных частиц n

$$n = \frac{vk_a}{h\nu B_{12}} = \frac{E_a}{h\nu} (1 + \beta), \quad (5)$$

где $h\nu$ — энергия кванта. Если β неизвестно, то грубую оценку n можно получить, полагая $\beta = 1$.

Таким образом, для определения параметров затвора необходим импульсный источник света большой мощности и малой длительности. Для большинства типов затворов импульсы света с такими свойствами несложно получить с помощью моноимпульсных лазеров или лазеров, работающих в режиме синхронизации мод.

Экспериментальные измерения спектроскопических параметров были проведены для различных партий стекол КС-19, процесс просветления которых, согласно [2], можно описать с помощью двухуровневой схемы.

В этом случае оказалось возможным использовать моноимпульсный лазер. Действительно, длительность моноимпульса обычно составляет около $3 \cdot 10^{-8}$ сек. В то же время длительность возбужденного состояния стекла КС-19 оценивается в $2.2 \cdot 10^{-7}$ сек. [2]. Следовательно, требование по длительности импульса выполняется. Для насыщения поглощения стекол КС-19 достаточна плотность мощности около 10 Мвт/см² [2, 3]. Моноимпульсные же лазеры позволяют достичь гораздо больших значений плотности.

Следует отметить, что для стекол КС-19 значение σ характеризует усредненную вероятность перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, так как оптические свойства этого стекла подобны свойствам полупроводниковых кристаллов [4]. Очевидно, значение n в соот-

ветствии с (5) будет тогда определять число валентных электронов, принимающих участие в поглощении света рубинового лазера.

Оптическая схема установки представлена на рис. 1. Из пучка генерации моноимпульсного лазера на рубине 1 с помощью диафрагмы 2 диаметром 5 мм выделялась наиболее однородная часть и направлялась на исследуемую плоскопараллельную пластинку 5 из стекла КС-19, установленную под углом Брюстера. Для контроля падающего излучения использовалась стеклянная пластинка 3, отводящая часть энергии генерации на калориметр 4. Излучение, пропущенное пластинкой 5, измерялось калориметром 6. Длительность импульса генерации составляла 35 нсек. Для ослабления падающего излучения использовалась кювета 7 с водным раствором медного купороса.

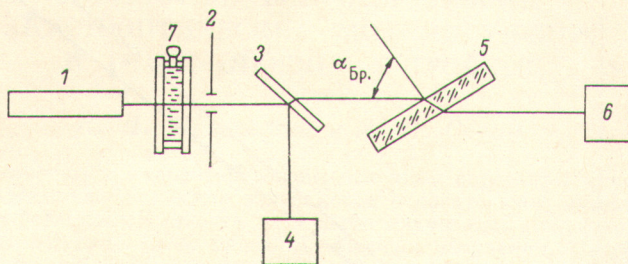


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — моноимпульсный лазер, 2 — диафрагма, 3 — светодели-
тельная пластинка, 5 — испытываемый образец, 7 — кювета
с водным раствором CuSO_4 , 4, 6 — калориметры.

Результаты измерений представлены на рис. 2 и обобщены в таблице. Прямые 1 и 2 на рис. 2 отражают изменение энергии E , пропущенной двумя различными образцами стекол в зависимости от падающей на них энергии E_0 . Как видно из рис. 2, обе зависимости линейны. Нелинейность зависимости, очевидно, должна была бы наблюдаться при меньших значениях E_0 , чем используемые на опыте. Величина $E_a V$, характеризующая энергию, затрачиваемую на просветление, крайне мала и составляет около одной сотой джоуля.

Характеристики исследуемых образцов стекла КС-19 и измеренные спектроскопические параметры

№ образца	Толщина образца, мм	$k_0, \text{см}^{-1}$	T	$k_n, \text{см}^{-1}$	$E_a \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^3$	$\sigma \cdot 10^{13}, \text{см}^2$
1	4.75	3.73	0.75	0.51	7.0	13.0
2	4.15	2.10	0.80	0.44	3.4	14.2
3	2.75	4.95	0.85	0.49	10.2	12.6
4	6.1	1.30	0.85	0.22	2.75	11.4

Измеренные спектроскопические параметры различных образцов собраны в таблице. Для повышения точности измерения k_0 в длине волны генерации рубина на регистрирующем спектрофотометре в качестве репера длины волны записывался спектр поглощения R_1 -линии рубина. Исследуемые образцы имели толщину от 2.75 до 6.1 мм и коэффициенты поглощения от 1.3 до 4.95 см^{-1} . Сравнимая значения, приведенные в таблице, видим, что неактивное поглощение в стекле $k_n = (1/l) \ln T^{-1}$ велико и существенно изменяется для образцов из стекол различных партий.

Энергия E_a , необходимая для полного просветления образца, велика и сильно зависит от начального коэффициента поглощения k_a . Значение n , вычисленное в предположении $\beta=1$, также зависит от k_a и меняется

в пределах $1.9 \div 7.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В то же время вычисленные значения поперечника поглощения активных центров

$$\sigma = \sigma_{21} + \sigma_{12} = \frac{h\nu}{\nu} (B_{21} + B_{12}) \quad (6)$$

в пределах точности измерений совпадают. Среднее значение σ составляет $13.0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Постоянство измеренных значений σ для стекол с различной концентрацией активных центров и различие при этом коэффициентов неактивного поглощения позволяет предполагать, что неактивное поглощение

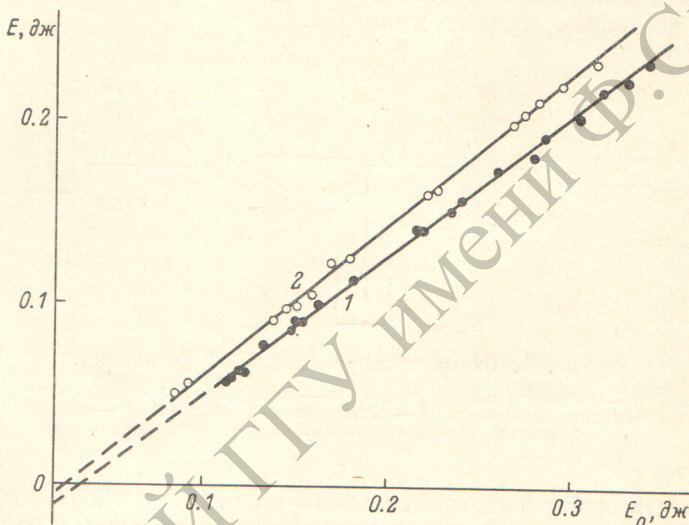


Рис. 2. Зависимость энергии излучения, пропущенного образцом, от энергии падающего излучения для стекол из разных партий.

1 — образец № 1, 2 — образец № 2.

обусловлено различного рода примесями. Вероятно, соответствующей очисткой шихты при варке стекла можно снизить величину неактивного поглощения, что позволит улучшить параметры моноимпульсных лазеров.

Литература

- [1] Методы расчета ОКГ, т. II, под редакцией Б. И. Степанова. Изд. «Наука и техника», Минск, 1968.
- [2] Н. Р. Кулиш. Автореф. канд. дисс., Киев, 1969.
- [3] Л. Д. Хазов. Автореф. докт. дисс., Л., 1972.
- [4] И. М. Бужинский, Н. И. Бодрова. Опт. и спектр., 12, 384, 1962.

Поступило в Редакцию 16 апреля 1973 г.