

- [1] Тамуж В.П., Куксенко В.С. Микромеханика разрушения полимерных материалов. Рига: Зинатне, 1978. 294 с.
 [2] Kaiser J. // Arch. Eisenhüttenwesen. 1953. V. 24. P. 43-45.

Поступило в Редакцию
 24 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

05; 07

© 1990

РЕГИСТРАЦИЯ УФ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ
 СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ
 ДВУХФОТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $CsJ(Na)$

Р.Г. Дейч, Ф. Ноак,
 В. Рудольф, В.Е. Постовалов

В настоящее время мощные субпикосекундные световые импульсы в ультрафиолетовом (УФ) спектральном диапазоне могут быть получены путем усиления удвоенных по частоте фемтосекундных импульсов в эксимерных модулях, в частности на газовой смеси $XeCl_2$ (308 нм) [1]. Применение таких импульсов в различных областях науки и техники требует детального знания их параметров, в особенности длительности. Обычная аппаратура измерения автокорреляционной функции методом генерации второй гармоники (ГВГ) неприменима из-за высокого однофотонного поглощения нелинейных кристаллов в области $\lambda < 200$ нм.

Мы предлагаем метод двухфотонной люминесценции (ДФЛ) активированных широкощелевых кристаллов ввиду его высокой чувствительности и простоты. Этот метод позволяет проводить одноимпульсные измерения аналогично методу двухфотонной флуоресценции органических красителей, применяемому в видимой и ближней инфракрасной области [2].

Для регистрации усиленных и удвоенных по частоте импульсов лазера на красителях с пассивной синхронизацией мод [3] (308 нм, 200 мкДж, ~ 30 фс) был выбран кристалл $CsJ(Na)$, широко применяющийся в качестве сцинтиллятора. Выбор этого кристалла обусловлен следующими обстоятельствами.

1. Ширина запрещенной зоны $CsJ E_g = 6.2$ эВ [4] и для $h\nu_g = 4.02$ эВ выполняется условие $h\nu_g < E_g < 2h\nu_g$.

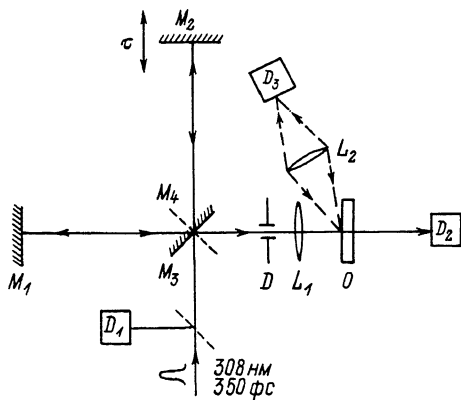


Рис. 1. Экспериментальная схема. M_{1-4} - зеркала, $D_{1,2,3}$ - фотодиоды, O - образец, $L_{1,2}$ - линзы, D - диафрагма.

2. В области $h\nu_B$ в $CsJ(Na)$ отсутствуют полосы активаторного поглощения.

3. Высокий квантовый выход люминесценции в области переходов зона-зона $\eta = 0.3$ [5], причем полоса активаторного свечения ($\lambda_m = 420$ нм) лежит в удобной для регистрации области.

4. Кристалл $CsJ(Na)$ обладает высокой радиационной стойкостью, и двухфотонное поглощение не приводит к образованию стабильных центров окраски [5].

Для измерения коэффициента двухфотонного поглощения (ДФП), зависимости ДФП от интенсивности возбуждающего импульса и для измерения автокорреляционной функции импульса применялась экспериментальная схема, изображенная на рис. 1. При измерении автокорреляционной функции зеркало M_3 заменялось 50%-ным зеркалом M_4 , а задержка между импульсами варьировалась путем изменения длины одного из плеч коррелятора. Для изменения интенсивности импульса применялись светофильтры, калиброванные при 308 нм. Фотодиоды D_1 , D_2 и D_3 измеряли энергии падающего \mathcal{E}_0 , прошедшего через образец \mathcal{E}_T импульсов, и энергию импульса свечения \mathcal{E}_L образца соответственно. Время затухания люминесцентного сигнала составляло 300 нс, и при времени интегрирования регистрирующей системы 10 мкс фотодиод D_3 измерял светосумму импульса люминесценции.

Необходимость коррекции данных автокорреляционных измерений требует знания коэффициента ДФП β . По экспериментальной зависимости $\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_T$ от \mathcal{E}_0 было получено значение $\beta = (4.5 \pm 2) \times 10^{-9}$ см/Вт. Необходимо отметить, что определение β с помощью импульсов длительностью < 1 пс свободно от погрешностей, вносимых короткоживущими центрами окраски, поскольку время их образования превышает 1 пс [5].

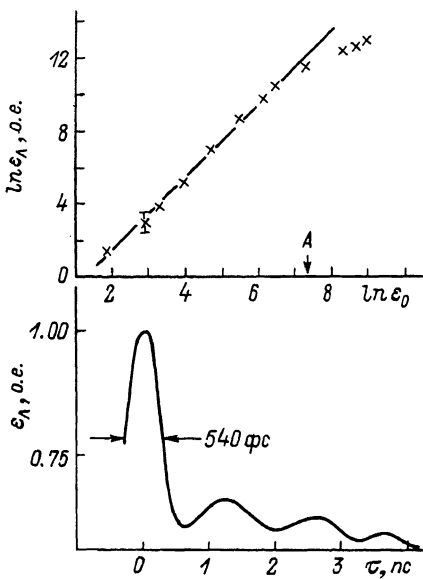


Рис. 2. а) Зависимость светосуммы двухфотонной активаторной люминесценции $CsJ(Na)$ ($\lambda_m = 420$ нм) от энергии возбуждающего импульса $\lambda_g = 308$ нм, $A = 32$ мкДж. б) Автокорреляционная функция импульса 308 нм, измеренная с помощью ДФЛ $CsJ(Na)$.

На рис. 2, а представлена экспериментальная зависимость светосуммы импульса активаторной люминесценции 420 нм от энергии возбуждающего импульса. ϵ_A пропорциональна поглощенной энергии УФ импульса:

$$\epsilon_A = k_1 \int dt \frac{I_0^2(t)}{1 + \beta L I_0(t)} ; \quad (1)$$

при выполнении условия

$$\beta L I_0(t) \ll 1 \quad (2)$$

получаем

$$\epsilon_A = k_2 \epsilon_0^2, \quad (3)$$

где L — длина пути в кристалле, $k_{1,2}$ — численные коэффициенты, зависящие от параметров кристалла и геометрии измерений, $I_0(t)$ — плотность мощности падающего УФ импульса, $\epsilon_0 = \int I_0(t) dt$.

При малых $\epsilon_0 < A$, т.е. при выполнении (2), наблюдается идеальная квадратичная зависимость ϵ_A от ϵ_0 , при переходе к большим ϵ_0 зависимость в соответствии с (1) становится линейной. Участок квадратичной зависимости $\epsilon_A(\epsilon_0)$ был выбран для автокорреляционных измерений УФ фемтосекундных импульсов.

На рис. 2, б показана типичная автокорреляционная функция, полученная путем измерения ДФЛ $CsJ(Na)$ при различных задержках τ (см. рис. 1). Известно, что идеальный контраст $r = 3$ (отношение значений автокорреляционной функции при $\tau = 0$ и $\tau \rightarrow \infty$) достигается при $\beta L I_0 \rightarrow 0$. Нами была рассчитана зависимость r от $\beta L I_0$, а также корректировочный коэффициент, позволяющий по измеренному значению ширины автокорреляционной функции $T(\beta L I_0)$ получить значение $T(\beta L I_0 \rightarrow 0)$. В нашем эксперименте $r = 2.1$ и из $T = 540$ фс было получено значение $T(\beta L I_0 \rightarrow 0) = 490$ фс. Для гауссового импульса это соответствует длительности 350 фс. Колебания на рис. 2, б типичны для усиления фемтосекундных им-

пульсов в KcCl в режиме слабого насыщения. Саттеллиты, а также постоянный период их повторения 1, 3 пс, являются следствием неоднородно уширенных переходов в KcCl [6].

Таким образом, нами впервые проведено измерение длительности УФ фемтосекундных импульсов методом ДФЛ. Для дальнейшего применения этого метода необходимо оценить его временное разрешение Δt для случая измерений в одноимпульсном режиме [2].

Согласно [5], свечение 420 нм в $\text{CsJ}(\text{Na})$ возникает в результате рекомбинации автолокализованной дырки (V_K -центра) с Na^0 -центром (ионом Na^+ , захватившим зонный электрон). Тогда для оценки Δt необходимо определить расстояние между местом рождения электроннодырочной пары и образования Na^0 -центра ΔL . Величина ΔL представляет собой диффузионное смещение электро-

на $\Delta L = \sqrt{D\tau_e}$ (D - коэффициент диффузии, τ_e - время жизни электрона). Учитывая, что концентрация Na^+ -центров $N = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а сечение захвата нейтрального Na^+ -центра должно лежать в интервале $\sigma = 10^{-15} \div 10^{-16} \text{ см}^2$, используя выражение $1/\tau_e = 6N\sigma$ (v - тепловая скорость электрона), получаем $\tau_e \approx 100$ пс. Величина D может быть получена, используя соотношение Эйнштейна и значение подвижности электронов в ШГК при комнатной температуре $\mu = 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [7]: $D \approx 0,3 \text{ см}^2/\text{с}$. Тогда $\Delta t = \frac{\Delta L}{c} \leq 1$ фс (c - скорость света в вакууме). Таким образом, для сильно активированного $\text{CsJ}(\text{Na})$ временное разрешение метода вполне достаточно для измерения длительности ультракоротких УФ импульсов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S z a t m a r i S., R a c z B., S c h ä f e r F.P. // Opt. Commun. 1987. V. 62. N 4. P. 271-276.
- [2] Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. С. Шапира. М.: Мир, 1981. 479 с.
- [3] D i e t e l W., D o p e l E., P e t r o v V. et al. // Proc. V Int. Symp. UOS. Vilnius, 1987, p. 508-511.
- [4] D i S t e f a n o T.H., S p i c e r W.E. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 4. P. 1554-1564.
- [5] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Д е й ч Р.Г., Ч е р н о в С.А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочногалогидных кристаллах. Рига, 1987. 183 с.
- [6] D i c k B., S z a t m a r i S., R a c z B., S c h ä f e r F.P. // Opt. Commun., 1987, V. 62. N. 4. P. 277-283.
- [7] A h r e n k i e I R.K., B r o w n F.C. // Phys. Rev. 1964. V. A316. N 1. P. 223-231.

Поступило в Редакцию
7 сентября 1990 г.