

О ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕТОДЕ ДВУХФОТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В. В. Коробкин, А. А. Малютин

Метод измерения длительности сверхкоротких ($\sim 10^{-12}$ сек) световых импульсов, впервые предложенный Джордмейном и сотрудниками¹, применяется в настоящее время очень широко²⁻¹⁰. В этом методе два коротких световых импульса равной интенсивности, двигаясь навстречу друг другу в нелинейной жидкости, вызывают люминесценцию, интенсивность которой пропорциональна J^2 (J - интенсивность импульса). В области перекрытия световых импульсов интенсивность люминесценции получается больше, чем в том месте, где каждый из импульсов проходит не взаимодействуя с другим (фон). Измеряя ширину яркой зоны люминесценции, можно судить о длительности исходных световых импульсов.

Теоретическое рассмотрение данного метода в применении его к лазерам с самосинхронизацией мод показало, что величина контраста яркой зоны по отношению к фону J_n/J_ϕ , а также величина контраста фона по отношению к люминесценции, получающейся при прохождении только одного импульса J_ϕ/J_e , являются характеристиками степени синхронизации мод в лазере^{6,11-13}. В таблице 1 приведены экспериментальные значения указанных величин согласно работам разных авторов, а также их теоретические значения в случае полной самосинхронизации и в ее отсутствии (случайные фазы мод).

	Интенсивность люминесценции		
	J_n	J_ϕ	J_e
теория: полная синхронизация мод	3	1	1/2
случайные фазы	3	2	1/2
эксперимент			
1	-	-	-
4	-	-	-
6	2,0 ± 0,3 3,1 ± 0,4	1,0 ± 0,3 -	- -
7	-	-	-
8	-	-	-
9	- -	- -	- -
10	- 2,8 ± 0,2	1,0 ± 0,1 2,0 ± 0,2	- -

При рассмотрении данных таблицы обращает на себя внимание прежде всего тот факт, что в случае исследования излучения лазеров, работающих в режиме самосинхронизации, получается расхождение между теоретическим и экспериментальным значением контраста J_n/J_ϕ только в случае фотографической регистрации

Таблица 1

Контраст		Длительн. $\tau \cdot 10^{12}$ сек	Лазерный материал, вид модуляции
J_n/J_ϕ	J_ϕ/J_e		
3	2		
1,5	4		
$1,8 \pm 0,2$	-	1 + 2	неодим, краситель
1,8	-	3	неодим, без модул.
$2,0 \pm 0,2$	2,0	2,4	неодим, краситель
-	-	-	рубин, 1 мода
$1,7 \pm 0,3$	-	10 + 15	неодим, краситель
$1,4 \pm 0,1$	$3,9 \pm 0,4$	-	неодим, вращ. зерк.
< 1,5	-	0,3	неодим, без модул.
1,5 + 2	-	-	неодим, краситель
$2,95 \pm 0,25$	-	0,25	неодим, краситель
-	-	-	неодим, без модул.

картины люминесценции^{1,6,7,9}. В случае же фотоэлектрической регистрации¹⁰ совпадение теории и эксперимента полное, как по контрасту, так и по длительности пиков генерации (согласно теории ожидаемая длительность $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ сек). Подобная закономерность позволяет предположить, что не столько неполная самосин-

хронизация является причиной пониженного контраста, а скорее специфика фотографической регистрации картины люминесценции. В этом нас убеждает тот факт, что в работе⁶ несмотря на низкий контраст $J_n/J_\Phi = 2 \pm 0,3$, говорящий о частичной самосинхронизации, контраст

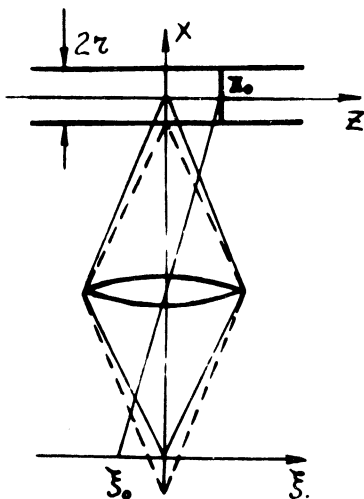


Рис. 1.

$J_\Phi/J_e = 2$, что соответствует, согласно теории, полной синхронизации мод.

Некоторыми авторами^{6,9,10} уже высказывалась мысль о том, что пониженный контраст и большая, по сравнению с ожидаемой, длительность пиков объясняется недостаточным фотографическим разрешением. Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

Фотографируемый люминесцирующий объем (см. рис. 1) представляет собой некоторое распределение интенсивности $J(x, y, z)$. При этом в силу объемности только некоторое перпендикулярное оси фотографической системы сечение этого объекта $J(0, y, z)$ будет отображено резко, остальные же сечения отображаются размазанно, что и понизит контраст изображения на пленке.

Так как нас интересует только распределение интенсивности вдоль оси лазерного луча z , отвлечемся от распределения по y , и рассмотрим бесконечно тонкий слой картины люминесценции ($z_0 - \delta z/2$, $z_0 + \delta z/2$). Предположим, что отображение этого слоя на пленку дает распределение освещенности

$$f(\xi, \xi_0) = \exp \left\{ - \left(\frac{\xi - \xi_0}{\rho + \frac{kr}{F}} \right)^2 \right\}$$

где $\xi_0 = Mz_0$, ρ - радиус кружка рассеяния при изображении фотографической системой точечного объекта,* r - характерный размер выделенного слоя вдоль x (в данном случае r - радиус лазерного пучка, вызывающего люминесценцию), k - некоторая константа, определяемая из характеристик применяемого объектива. В приближении $r \ll F$ (F - фокусное расстояние объектива) величина k может быть найдена из формул геометрической оптики

$$k = \frac{M^2}{2\lambda(M+1)}$$

где λ - относительное отверстие, а M - увеличение объектива.

Распределение $f(\xi, \xi_0)$ можно рассматривать как аппаратную функцию фотографической системы для отображения объемных объектов с характерным размером по оси x $r \ll F$. В таком случае результирующая освещенность при изображении картины люминесценции, получающейся в обсуждаемом методе, будет определяться сверткой

* В случае идеальной оптической системы распределение освещенности для изображения точечного объекта дается распределением Эри, что для малых $(\xi - \xi_0)$ незначительно отличается от принятого здесь распределения Гаусса.

$$\tilde{E}(\xi_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\xi) f(\xi, \xi_0) d\xi,$$

где $E(\xi)$ - распределение освещенности на пленке при отображении сечения объекта $J(0, z)$. Пусть

$$E(\xi) = \frac{E_0}{3} \left[2 \exp \left\{ - \left(\frac{\xi}{Mc\tau} \right)^2 \right\} + 1 \right],$$

где E_0 - освещенность в центре изображения картины люминесценции, 2τ - длительность регистрируемого лазерного импульса на уровне e^{-1} , c - скорость света. Здесь заранее предполагается, что контраст $E(\xi = 0)/E(\xi = \infty) = 3$. Тогда

$$\tilde{E}(\xi_0) = \frac{E_0 \sqrt{\pi} (\rho + k\tau)}{3} \times$$

$$\times \left[\frac{2Mc\tau}{\sqrt{(Mc\tau)^2 + (\rho + k\tau)^2}} \exp \left\{ - \frac{\xi_0^2}{(Mc\tau)^2 + (\rho + k\tau)^2} \right\} + 1 \right],$$

и для контраста изображения окончательно имеем

$$\frac{J_n}{J_\phi} = \frac{\tilde{E}(\xi_0 = 0)}{\tilde{E}(\xi_0 = \infty)} = 1 + \frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho + k\tau}{Mc\tau} \right)^2}}.$$

Соответственно для длительности, измеренной на пленке,

$$2\tau_u = 2l \sqrt{1 + \left(\frac{\rho + k\tau}{Mc\tau} \right)^2}$$

Оценим теперь значение контраста и длительности для случая полной самосинхронизации с длительностью $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ сек. Так как яркость люминесценции мала, то для фотографирования обычно применяются

достаточно светосильные объективы, поэтому положим $A=2$. Увеличение $M=1$; $\rho^{-1} = 50$ штр/мм, радиус лазерного луча $r = 1$ мм. Для указанных величин имеем

$$J_n/J_\phi = 2,06; 2\tau_u = 11,4 \cdot 10^{-13} \text{ сек,}$$

что (по крайней мере по контрасту) хорошо совпадает с приведенными в таблице экспериментальными значениями. Необходимо отметить при этом, что реальные фотографические системы имеют более сложное распределение освещенности для каждой отдельной точки предмета, чем принятое нами гауссово распределение. Кроме того, неточность настройки фотографической системы (наклон оптической оси системы к оси лазерного пучка, наводка на сечение, не соответствующее максимуму люминесценции в пучке, и пр.) может также уменьшить контраст и увеличить длительность при измерении сверхкоротких световых импульсов. Таким образом, естественно предположить, что понижение контраста в перечисленных выше работах есть явление систематическое, или, во всяком случае, понижение контраста за счет неполной самосинхронизации мод может усиливаться за счет недостатков фотографической регистрации.

Поступила в редакцию
26 мая 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. J.A. Giordmaine, P.M. Rentzepis, S.L. Shapiro, K.W. Wecht. Appl. Phys. Lett., 11, 216 (1967).
2. P.M. Rentzepis, M.A. Duguay. Appl. Phys. Lett., 11, 218 (1967).
3. M.A. Duguay, S.L. Shapiro, P.M. Rentzepis. Phys. Rev. Lett., 19, 1014 (1967).

4. S.L. Shapiro, M.A. Duguay, L.B. Kreuzer. Appl. Phys. Lett., 12, 36 (1968).
5. M. Bass, D. Woodward. Appl. Phys. Lett., 12, 275 (1968).
6. J.R. Klauder, M.A. Duguay, J.A. Giordmaine, S.L. Shapiro. Appl. Phys. Lett., 13, 174 (1968).
7. G. Kachen, L. Steinmetz, J. Kysilka. Appl. Phys. Lett., 13, 229 (1968).
8. S.K. Kurtz, S.L. Shapiro. Phys. Lett., 28A, 17 (1968)
9. D.J. Bradley, G.H.C. New, B. Sutherland, S.J. Caughey. Phys. Lett., 28A, 532 (1969).
10. S.L. Shapiro, M.A. Duguay. Phys. Lett., 28A, 698 (1969).
11. H.P. Weber. Phys. Lett., 27A, 321 (1968).
12. Т. И. Кузнецова. ЖЭТФ 54, 2453 (1968).
13. R.J. Harrach. Phys. Lett., 28A, 393 (1968).