

## ЭФФЕКТ СИНХРОНИЗАЦИИ ФОТОНОВ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

М. И. Штокман

Предсказывается существование нового оптического эффекта, который проявляется в сильных и коррелированных флуктуациях энергии светового импульса, подвергнутого узкополосной спектральной фильтрации. Эффект может быть использован для определения длительностей и изучения статистики фотонов коротких импульсов, а также для измерения времен распада короткоживущих состояний без использования быстродействующих фотодетекторов.

Эффект синхронизации фотонов при интерференции интенсивностей (ЭСФИИ) проявляется в том, что световой импульс, имеющий длительность  $\tau_p$  и большую спектральную ширину  $\Gamma_i \gg \tau_p^{-1}$ , после прохождения через спектральный фильтр с полосой пропускания  $\gamma \lesssim \tau_p^{-1}$  начинает сильно флуктуировать по интегральной энергии. Если имеются два близко расположенных (в пределах площадки когерентности) таких фильтра (см. рис. 1), то числа фотонов на импульс ( $n_1$  и  $n_2$ , соответственно), прошедших через них, флуктуируют коррелированно, так что фактор корреляции  $g^2 = (\langle n_1 n_2 \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle) / \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle$  порядка единицы. Очевидно, что такие флуктуации могут быть зарегистрированы инерционными фотодетекторами с временем реакции  $\tau_d \gg \tau_p$ . При увеличении  $\gamma$  корреляция падает:  $g^{(2)} \sim (\gamma \tau_p)^{-1}$ . Зависимость  $g^{(2)}(\gamma)$  позволяет определить длительность импульса. Если регистрируемый импульс возникает при высвечивании некоторого состояния, то будет определено время распада этого состояния  $\tau$ .

Коррелированные флуктуации (интерференция) мгновенных интенсивностей света наблюдались Брауном и Твиссом в эксперименте [1], геометрическая схема которого совпадает с приведенной на рис. 1. Однако, в [1] требовалось быстродействие детекторов, так как в противном случае наблюдаемая корреляция была мала  $g^{(2)} \sim (\tau_d \Gamma_i)^{-1}$ , где  $\Gamma_i$  — ширина спектра регистрируемого света (см. также [2]). Методом [1] из спектральных параметров можно определить только  $\Gamma_i$  [2, 3]. Эти

результаты обусловлены стационарностью света в [1] и тесно связаны с общими свойствами измерения интерференции [4].

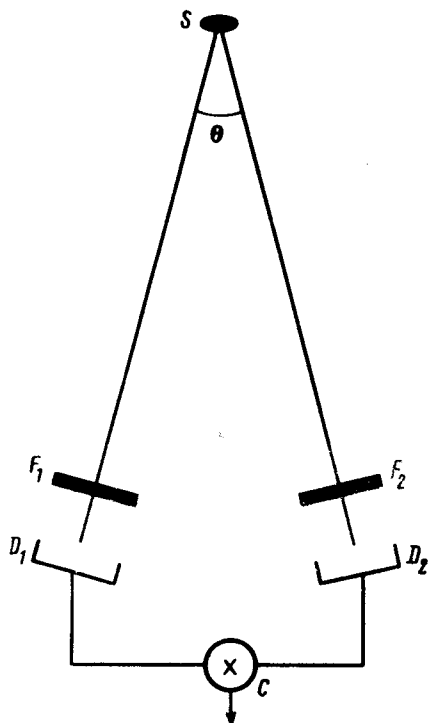


Рис. 1. Схема наблюдения:  $S$  — источник света;  $F_1, F_2$  — спектральные фильтры;  $D_1, D_2$  — фотоприемники;  $C$  — коррелятор

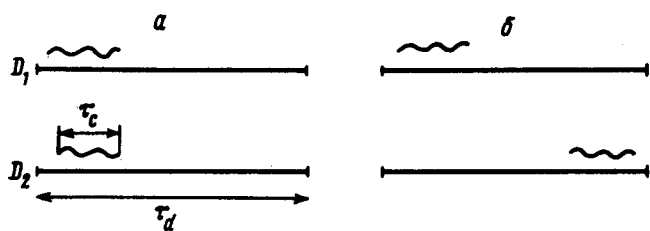


Рис. 2. Временная диаграмма фоторегистрации:  $a$  — фотоны, зарегистрированные детекторами  $D_1$  и  $D_2$  неразличимы и интерференция происходит;  $b$  — фоновое событие: фотоны различимы и интерференции нет

Интерференция интенсивностей света при квантовом описании есть интерференция двухфотонных амплитуд: прямой и отвечающей перестановке фотонов между детекторами  $D_1$  и  $D_2$ . Интерferируют только амплитуды неразличимых фотонов. При малоугловой регистрации неразличимы фотоны, перекрывающиеся в пределах своей длины когерентности  $\tau_c \sim \Gamma_i^{-1}$  (рис. 2,  $a$ ); число таких событий  $\sim \tau_d / \tau_c$ . Прочие двухфотонные события (рис. 2,  $b$ ) являются фоновыми, их число  $\sim (\tau_d / \tau_c)^2$ , что и дает оценку  $g^2 \sim \tau_c / \tau_d \ll 1$ .

Из указанного легко понять природу ЭСФВИ: если свет импульсный и с помощью фильтра длина когерентности увеличена до значения  $\tau_c \sim \gamma^{-1} \lesssim \tau_p$ , то все фотоны данного импульса, прошедшие через фильтр, синхронны, т. е. перекрываются на длине когерентности и, следовательно, неразличимы. При этом интерференция максимальна и  $g^{(2)} \sim 1$  вне зависимости от  $\tau_d$ .

ЭСФИИ легко понять и в классическом пределе. Рассмотрим для простоты свет с гауссовской статистикой. Как известно [2] его мгновенная интенсивность сильно флуктуирует с характерным периодом  $\tau_c$ . Для исходного света  $\tau_c \sim \Gamma_i^{-1} \ll \tau_p$  (рис. 3, а), так что детектор найдет полную энергию импульса с относительной ошибкой  $(\Gamma_i \tau_p)^{-1/2}$ , что даст  $g^{(2)} \sim (\Gamma_i \tau_p)^{-1} \ll 1$ . После фильтрации статистика не изменится, но  $\tau_c$  увеличится и станет сравнимым с  $\tau_p$  (рис. 3, б). Это означает, что флуктуирует уже полная энергия импульса. Оценка  $g^{(2)}$  имеет вид:  $g^{(2)} \sim \gamma^{-1} \min(\tau_p^{-1}, \gamma)$ .

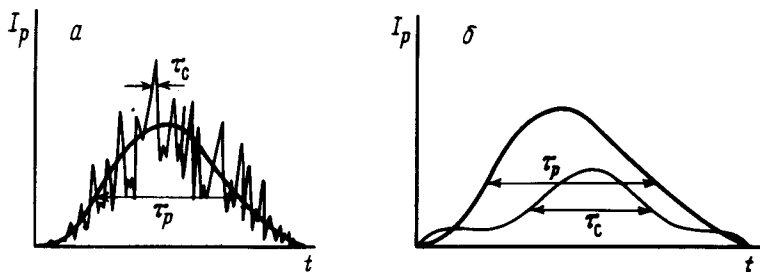


Рис. 3. Форма импульса (а — до фильтрации, б — после фильтрации). Жирная линия — средняя интенсивность, тонкая — мгновенная интенсивность

При количественном описании ЭСФИИ ограничимся случаем гауссовского света, что в сочетании с условием  $\tau_d \gg \tau_p$  дает возможность выразить  $g^{(2)}$  через функцию Грина поля в частотном представлении  $G(\omega_1, \omega_2)$ :

$$g^{(2)} = \int d\omega_1 d\omega_2 \chi_1(\omega_1) \chi_2(\omega_2) |G(\omega_1, \omega_2)|^2 / \int d\omega \chi_1(\omega) G(\omega, \omega) \int d\omega \chi_2(\omega) G(\omega, \omega), \quad (1)$$

где  $\chi_1(\omega)$ ,  $\chi_2(\omega)$  — прозрачности фильтров, имеющие вид узких пиков с полуширинами  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и центрами при некоторых частотах  $\omega_1^f, \omega_2^f$ .

причем расстройка  $\omega_{12}^f = \omega_1^f - \omega_2^f$  мала по сравнению с  $\Gamma_i$ . Для простоты при описании спектра света примем модель неоднородно уширенной линии с контуром  $F(\omega)$ , имеющем ширину  $\Gamma_i \gg \tau_p^{-1}$ . Опуская множитель, описывающий несущественную при малоугловой регистрации пространственную зависимость  $G$ , для временной зависимости получим:

$$G(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega F(\omega) [I_p(t_1) I_p(t_2)]^{1/2} e^{i\omega(t_1 - t_2)}, \quad (2)$$

где  $I_p(t)$  — интенсивность светового импульса во времени. Для компонент  $G$ , дающих основной вклад в (1), легко из (2) получить приближенное выражение:

$$G(\omega_1, \omega_2) = 2\pi F(\omega^f) I_p(\omega_2 - \omega_1), \quad (3)$$

где  $I_p(\omega)$  — фурье-образ функции  $I_p(t)$ . Очевидно, что фактор  $F(\omega^f)$  вы-

падает из выражения (1) для  $g^{(2)}$ . Поэтому ЭСФИИ является спектроскопическим эффектом свободным от неоднородного уширения.

Максимальное проявление ЭСФИИ имеет место при  $\gamma_{12} \ll \tau_p^{-1}$ , где  $\gamma_{12} = \gamma_1 + \gamma_2$ . Тогда из (1), (3) следует, что  $g^{(2)}$  есть временной фактор светового импульса:

$$g^2 = |I_p(\omega_{12}^f)|^2 / I_p^2(\omega = 0), \quad (4)$$

причем  $g^2 = 1$  при  $\omega_{12}^f = 0$ . Знание экспериментальной зависимости  $g^2(\omega_{12}^f)$  позволяет не только определить  $\tau_p$ , но и при некоторой дополнительной информации восстановить всю форму  $I_p(t)$ . При  $\gamma_{12}\tau_p \gg 1$  из (1), (3) следует указанная в начале асимптотика  $g^2 \sim (\gamma_{12}\tau_p)^{-1}$ . Зависимость  $g^{(2)}(\gamma)$  позволяет найти  $\tau_p$ , если форма импульса известна.

Очевидно, ЭСФИИ чувствителен только к амплитудной модуляции импульсов и позволяет найти долю  $\kappa$  такой модуляции в импульсах произвольной статистики. Для решения задачи о нахождении  $I_p(t)$  относительно к статистике импульсов достаточно возбудить ими спонтанную флуоресценцию с временем высвечивания  $\tau \ll \tau_p$ . При этом статистика импульсов флуоресценции будет гауссовской ( $\kappa = 1$ ), а форма будет воспроизводить  $I_p(t)$ .

ЭСФИИ позволяет исследовать кинетику распада короткоживущих состояний. Для этого нужно возбудить такое состояние воздействием, мгновенным в масштабе его времени жизни, например, сверхкоротким лазерным импульсом, и наблюдать свет флуоресценции, сопровождающей распад. В частности, при экспоненциальной кинетике  $I_p(t) \sim e^{-t/\tau} \theta(t)$  из (1), (3) следует (ср. с (4)):

$$g^{(2)} = \Gamma \left( \Gamma + \frac{1}{2} \gamma_{12} \right) \left[ (\omega_{12}^f)^2 + \left( \Gamma + \frac{1}{2} \gamma_{12} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (5)$$

где  $\Gamma = \tau^{-1}$  — естественная ширина линии флуоресценции. Сравнением (5) с экспериментальной зависимостью  $g^{(2)}(\omega_{12}^f, \gamma_{12})$  можно проверить экспоненциальность кинетики распада состояний и найти его время жизни  $\tau$ . Таким образом, с помощью ЭСФИИ можно найти естественную ширину линии на фоне большого неоднородного уширения.

Кратко сравним наш подход с методом стробирования, который позволяет непосредственно измерить форму коротких импульсов и времени жизни короткоживущих состояний без использования быстродействующих фотодетекторов (электроннооптических преобразователей). В методе стробирования используются светуправляемые затворы, действие которых основано на просветлении красителей или эффекте Керра, вызываемом частью энергии возбуждающего импульса. Основным недостатком метода стробирования — его непригодность вне области пропускания затвора, например, в дальнем ультрафиолетовом (УФ) или инфракрасном диапазоне, а также в случае возбуждающих импульсов малой мощности. Предлагаемый метод лишен этих недостатков и может использоваться везде, где есть подходящие спектральные приборы, например, дифракционные решетки в УФ области.

Синхротронное излучение из накопительных колец является последовательностью коротких (субнаносекундных) импульсов [5]. Использо-

зую его, можно наблюдать ЭСФИИ не только на оптических, но и на ядерных переходах, где узкополосная регистрация с регулируемой расстройкой может быть осуществлена с помощью эффекта Мессбауэра.

Автор благодарен С.Г.Раутиану за полезные обсуждения и поддержку, А.В.Гайнеру, Г.И.Сурдутовичу, А.М.Шалагину за обсуждение результатов работы, А.Н.Скринскому за стимуляцию интереса к синхротронному излучению.

Институт автоматики и электрометрии  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
23 октября 1979 г.

### Литература

- [1] R.Hanbury Brown, R.Q.Twiss. Nature, 178, 1046, 1956; Proc. Roy. Soc., A242, 300, 1957; ibid. p. 319.
  - [2] Р.Лоудон. Квантовая теория света. М., изд. Мир, 1976, гл. 6.
  - [3] M.L.Goldberger, H.W.Lewis, K.M.Watson. Phys. Rev., 142, 25, 1966.
  - [4] Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, М., изд. Мир, 8, 1966.
  - [5] Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский. УФН, 122, 369, 1977.
-