Краткие сообщения по физике № 6 июнь 1970

О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ИЗВЕСТНОМ МЕТОДЕ ДВУХФОТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Т. И. Кузнецова

В работах[1,2] была показана ошибочность известного метода измерения длительности пикосекундных импульсов[3], основанного на двухфотонной люминесценции во встречных волнах. В экспериментальной работе[4] ошибочность этого метода была наглядно продемонстрирована.

Однако до сих пор экспериментаторы широко используют этот метод. В большом количестве теоретических работ[5–9], написанных на эту тему, хотя и отмечены недостатки первоначального варианта метода, но общая ситуация представлена таким образом (см.[6–8]), будто бы небольшие видоизменения методики позволяют однозначно распознавать пикосекундные световые импульсы. В этой связи мы считаем необходимым еще раз вернуться к вопросам, поставленным в[1,2], и дать более подробное доказательство того, что общепринятый вариант измерительной методики дает ничтожную информацию о временных характеристиках измеряемого излучения.

Метод двухфотонной люминесценции основан на регистрации свечения, возбуждаемого двумя волнами, распространяющимися навстречу друг другу в кювете с люминесцирующей жидкостью. Если обе волны имеют одну и ту же огибающую $I(t)$, то, как показано в[1], свечение в точке x равно:

$$\Psi(\tau) = \alpha\left\{2\int_0^{t_{полн}} [I(t)]^2 dt + 4\int_0^{t_{полн}} I(t)I(t+\tau)dt\right\} \qquad (1)$$

При этом расстояние от центра кюветы x линейно связано с разностью времен: $\tau = \frac{2xn}{c}$, n - показатель преломления. Существенно, что величину $\Psi(\tau)$ измеряют лишь в относительных единицах.

Удобно ввести специальное обозначение для корреляционной функции интенсивности

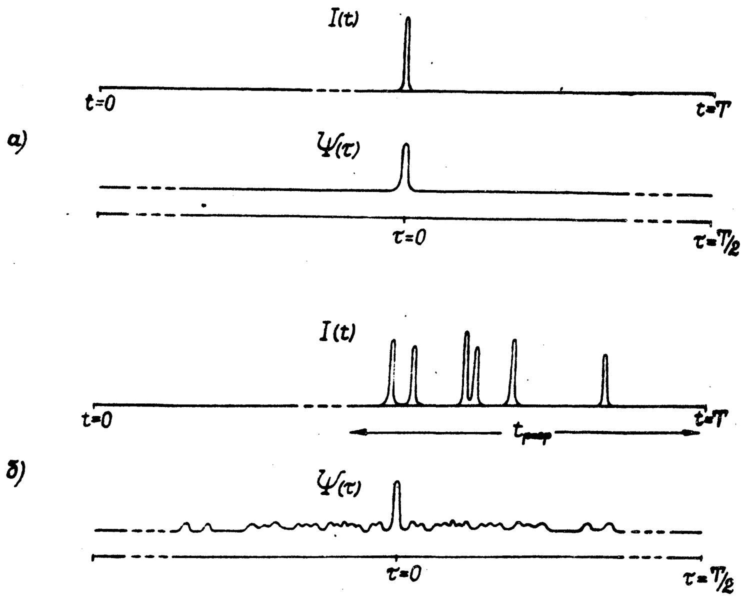
$$\psi(\tau) = \frac{1}{t_{полн}}\int_0^{t_{полн}} I(t)I(t+\tau)dt; \qquad (2)$$

при этом (1) принимает вид

$$\Psi(\tau) = \alpha t_{полн}\left\{2\psi(0) + 4\psi(\tau)\right\}. \qquad (3)$$

Как отмечалось ранее, зарегистрированное распределение свечения $\Psi(\tau)$ с выбросом при $\tau = 0$ позволяет по ширине этого выброса оценить характерный временной масштаб изменений функции $I(t)$; трудности же возникают, если по этой картине пытаться доказать, что излучение содержит один импульс, а не несколько. На рис. 1 представлены две возможных функции $I(t)$ и отвечающие им картины двухфотонной люминесценции $\Psi(\tau)$. Обратим внимание на то, что в случае б) имеется только один интенсивный выброс $\Psi(\tau)$, несмотря на наличие во временно́м ходе излучения $I(t)$ нескольких интенсивных импульсов. В то же время очевидно, что при одной и той же полной энергии, излучаемой за время T, в случае а) достигается в 6 раз большая мгновенная мощность по сравнению со случаем б).

Следует подчеркнуть, что во многих ситуациях случаи типа а) и типа б) нельзя различить и с помощью осциллографа. В самом деле, если в случае б) все короткие импульсы заключены внутри временно́го интервала, меньшего времени разрешения осциллографической системы $t_{раз}$, (см. рис. 1б), то на осциллограм-



Р и с. 1. Два случая зависимости интенсивности излучения I от времени и соответствующие картины двухфотонной люминесценции Ψ(τ).

ме как в случае а), так и в случае б) будет виден только один импульс.

Отметим, что задача различения случая одного импульса и случая нескольких интенсивных импульсов на периоде резонатора лазера ни в коем случае не снимается теоретическими представлениями о работе лазера с самосинхронизацией мод. Напротив, в теоретической работе[10] по динамике лазера с просветляющимся фильтром описаны случаи, неполной синхронизации мод, которым во временной картине излучения отвечает наличие нескольких выбросов сравнимой интенсивности. Существование сложной временной структуры излучения наблюдалось также экспериментально в работах[4,11], в которых временные характеристики лазерного излучения регистрировались непосредственно с временным разрешением 10^{-11} сек.

Для того, чтобы иметь возможность сравнивать между собой различные временные картины, не делая заранее предположений об их конкретном виде, введем следующую характеристику излучения, которую будем называть эффективной длительностью,

$$\Delta t_{эфф} = \left[\int\limits_0^{t_{полн}} I(t)dt\right]^2 \Big/ \int\limits_0^{t_{полн}} \left[I(t)\right]^2 dt. \tag{4}$$

Во многих случаях излучение в гигантском импульсе лазера зависит от времени квазипериодически (с периодом T, определяемым длиной резонатора, $T = 2L/c$), т.е. функция $I(t)$ имеет вид

$$I(t) = a(t)f(t), \tag{5}$$

где $f(t) = f(t + T)$, а $a(t)$ мало изменяется за время T. При этом из (4) следует

$$\Delta t_{эфф} = \frac{\left[\int\limits_0^{t_{полн}} a(t)dt\right]^2}{T\int\limits_0^{t_{полн}} \left[a(t)\right]^2 dt} \cdot \frac{\left[\int\limits_t^{t+T} f(t)dt\right]^2}{\int\limits_t^{t+T} \left[f(t)\right]^2 dt} \equiv N\,\Delta t^{(T)}_{эфф} \tag{6}$$

В формуле (6) первый сомножитель N характеризует число периодов, содержащихся в огибающей гигантского импульса. Второй сомножитель $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ – это эффективная длительность для излучения, заданного на отрезке $[t, t + T]$. Мы здесь будем рассматривать только квазипериодические функции и работать с величиной $\Delta t^{(T)}_{эфф}$.

Из определения

$$\Delta t^{(T)}_{эфф} = \left[\int\limits_0^T I(t)dt\right]^2 \Big/ \int\limits_0^T \left[I(t)\right]^2 dt \tag{7}$$

следует $0 \leqslant \Delta t^{(T)}_{эфф} \leqslant T$. Нетрудно видеть, что если функция $I(t)$ имеет вид одного прямоугольного импульса длительности $\Delta t_{имп}$ на периоде, то $\Delta t^{(T)}_{эфф} = \Delta t_{имп}$. Для излучения, содержащего n прямоугольных импульсов одинаковой длительности и одинаковой интенсивности на отрезке $[0,T]$, величина $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ равна $\Delta t^{(T)}_{эфф} = n \cdot \Delta t_{имп}$, а мгновенное значение интенсивности в импульсе $I_{мгн}$ превосходит среднюю интенсивность $\bar{I}$ в $T/\Delta t^{(T)}_{эфф} = T/n \cdot \Delta t_{имп}$ раз:

$$I_{мгн} = \frac{1}{\Delta t_{эфф}} \int_0^T I(t)dt. \tag{8}$$

Ясно, что и в случае импульсов разной формы, длительности и амплитуды величина $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ также дает представление о величинах мгновенной мощности по формуле (8).

При заданной ширине спектра поля $\Delta\omega$ минимум $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ достигается при условии, что спектральные компоненты полностью сфазированы; при этом $\Delta t^{(T)}_{эфф} \sim 1/\Delta\omega$. Величину отклонения $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ от минимального значения можно рассматривать как одну из возможных характеристик степени неполной синхронизации, непосредственно связанную с достигаемыми величинами мощности.

Величину $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ можно выразить через корреляционную функцию (3). Используя условие квазипериодичности (5), получаем:

$$\Delta t^{(T)}_{эфф} = \frac{1}{2} \int_{-T}^{T} \psi(\tau)d\tau/\psi(0). \tag{9}$$

С помощью соотношения (3), связывающего $\Psi(\tau)$ и $\psi(\tau)$, можно также выразить $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ через величину $\Psi(\tau)$, измеряемую в методе двухфотонной люминесценции:

$$\Delta t^{(T)}_{эфф} = \frac{3}{4} \int_{-T}^{T} \Psi(\tau)d\tau/\Psi(0) - \frac{1}{2}\, T. \tag{10}$$

Наиболее важными являются случаи малых эффективных длительностей, таких, что $\Delta t^{(T)}_{эфф} \ll T$. При этом в формуле (10) в правой части должна стоять малая разность двух больших величин. Отсюда ясно, что в таком случае для измерения $\Delta t^{(T)}_{эфф}$ необходима весьма высокая точность измерения $\Psi(\tau)$ на всем интервале от $\tau = 0$ до $\tau = T$. Действительно, полагая, что величина $\Psi(\tau)$ измерена с ошибкой $\delta\Psi$, из (10) находим (см. также[2]):

$$\delta(\Delta t^{(T)}_{эфф}) = \frac{3}{2} T\delta\Psi/\Psi(0). \tag{11}$$

Таким образом, если требуется по двухфотонной методике установить наличие на периоде T единственного импульса длительности $\Delta t_{имп}$, то для этого необходимо измерять $\Psi(\tau)$ с точностью $\delta\Psi/\Psi(0) = \Delta t_{имп}/T$. В типичных условиях $\Delta t_{имп}/T \lesssim 10^{-3}$, т.е. требования к точности очень высоки.

Разумеется, для любого другого метода измерения, основанного на относительных измерениях корреляционной функции, остается в силе требование, чтоб корреляционная функция измерялась с высокой точностью $\sim\Delta t_{имп}/T$ на всем интервале от $\tau = 0$ до $\tau = T$. Мы не будем здесь обсуждать методы, описанные в работах[12-14], по следующей причине. Особенность этих методов состоит в том, что измерения проводятся не за одну, а за большое число лазерных вспышек. Интерпретация таких измерений ясна лишь тогда, когда заранее известно, что различные вспышки лазера дают излучение с полностью идентичными временными характеристиками.

Отметим, что если одновременно с двухфотонной картиной регистрируется осциллограмма исследуемого излучения, то требования к точности могут быть несколько снижены. Действительно, пусть осциллограмма показывает, что вся энергия, излучаемая за время T, сосредоточена на отрезке длительности $t_{разр}$. При таком условии формулы (9), (10) можно привести к виду

$$\Delta t^{(\tau)}_{эфф} = \frac{1}{2}\int\limits_{-t_{разр}}^{t_{разр}} \psi(\tau)d\tau/\psi(0), \qquad (12)$$

$$\Delta t^{(\tau)}_{эфф} = \frac{3}{4}\int\limits_{-t_{разр}}^{t_{разр}} \psi(\tau)d\tau/\psi(0) - \frac{1}{2}\, t_{разр}, \qquad (13)$$

а также вместо (11) получить следующую оценку для ошибки измерений

$$\delta(\Delta t^{(\tau)}_{эфф}) \approx \frac{3}{2}\, t_{разр}\, \delta\Psi/\Psi(0). \qquad (14)$$

Это означает, что при использовании осциллографа в двухфотонной методике требуется несколько меньшая точность измерений, а именно $\delta\Psi/\Psi(0) \sim \Delta t_{имп}/t_{разр}$. В типичных условиях $\Delta t_{имп}/t_{разр} < 10^{-2}$, т.е. точность измерений должна быть все еще очень высокой.

Как известно (см.[6]), в обычном варианте двухфотонной методики точность измерений составляет $\delta\psi/\psi(0) \sim 1$. Таким образом, этот метод не позволяет определять эффективную длительность, т.е. не дает практически никаких сведений о величинах пиковой мощности исследуемого излучения.

Поступила в редакцию
10 апреля 1970 г.

Литература

1. Кузнецова Т. И. Препринт ФИАН, № 47, 1968.
2. Кузнецова Т. И. ЖЭТФ, 55, 2453 (1968).
3. Giordmaine J. A., Rentzepis P. M., Shapiro S. L., Wecht K. W. Appl. Phys. Lett., 11, 216 (1967).
4. Малютин А. А., Щелев М. Я., ЖЭТФ, Письма, 9, 445 (1969).
5. Weber H. P. Phys. Lett., 27A, 321 (1968).
6. Klauder J. R., Duguay M. A., Giordmaine J. A., Shapiro S. L. Appl. Phys. Lett., 13, 174 (1968).

7. Klauder J. R. Appl. Phys. Lett., 14, 147 (1969).
8. Harrach R. J. Appl. Phys. Lett., 14, 148 (1969).
9. Smith R. G. Phys. Lett., 30A, 132 (1969).
10. Кузнецова Т. И. ЖЭТФ, 57, 1673 (1969).
11. Коробкин В. В., Малютин А. А., Щелев М. Я. ЖЭТФ, Письма, 11, 168 (1970).
12. Armstrong J. A. Appl. Phys. Lett., 10, 16 (1967).
13. Shapiro S. L., Duguay M. A. Phys. Lett., 28A, 698 (1969).
14. Eckardt R. C., Lee C. H. Appl. Phys. Lett., 15, 425 (1969).