

Академик Е. К. ЗАВОЙСКИЙ, С. Д. ФАНЧЕНКО

ПИКО-ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ХРОНОГРАФИЯ

Целью настоящей статьи является критический разбор современного состояния вопроса о прямом наблюдении процессов длительностью 10 фсек. — 10псек. методом электронно-оптической хронографии.

1. В работах ⁽¹⁾ показано, что для обеспечения технического временного разрешения $\tau_{\text{тех}}$ развертка изображения в ЭОП должна иметь линейную скорость

$$v_p \geq d/\tau_{\text{тех}}, \quad (1)$$

где d — размер разрешаемого элемента изображения. Там же введено понятие физического временного разрешения $\tau_{\text{физ}}$ как минимального временного интервала, информация о котором еще сохраняется в сигнале, прошедшем от изучаемого явления до системы развертки изображения.

Наиболее существенной компонентой $\tau_{\text{физ}}$ является эффект хроматической абберации электронной оптики, связанный с разбросом начальных скоростей фотоэлектронов ⁽¹⁾:

$$\tau_{\text{хр}} = m\Delta v_{0z}/(eE_0), \quad (2)$$

где m , e — масса и заряд электрона, Δv_{0z} — разброс z -компоненты начальных скоростей (ось z перпендикулярна фотокатоду). Минимальное возможное значение $\tau_{\text{хр}}$ определяется известным квантово-механическим соотношением неопределенностей и составляет ⁽¹⁾

$$\tau_{\text{хр}} = \sqrt{k\hbar/(ev_0E_0)}, \quad (3)$$

где v_0 — средняя начальная скорость фотоэлектрона, k — численный фактор, $k \geq 1$.

Для корректного сопоставления выводов теории с экспериментом важно учитывать, что, помимо хроматического затягивания сигналов по формуле (2), в величину $\tau_{\text{физ}}$ могут давать заметный вклад и другие слагающие. В работе ⁽²⁾ была сделана оценка затягивания сигнала за счет кулоновского расталкивания электронов, составляющих один разрешаемый элемент изображения, за время пролета через ЭОП:

$$\tau_{\text{кул}} \simeq 8e^2L^2n/(md^2v^3); \quad (4)$$

здесь L — расстояние от фотокатода до системы развертки изображения, n — число электронов в элементе изображения за разрешаемое время, v — скорость электронов при достижении ими системы развертки изображения. По существу величина $\tau_{\text{кул}}$ никак не связана с напряженностью поля у фотокатода E_0 . Однако при заданной геометрии прибора скорость ускоренных электронов $v \sim \sqrt{\alpha E_0 L}$, так что формулу (3) можно преобразовать к виду

$$\tau_{\text{кул}} \simeq \frac{\alpha^{3/2}}{d^2} \sqrt{\frac{meL}{2}} \frac{n}{E_0^{1/2}}, \quad (5)$$

где α — отношение поля у фотокатода к среднему электрическому полю на длине ЭОП.

Кроме этих главнейших составляющих, в $\tau_{\text{физ}}$ входит разброс времени пролета электронов

$$\tau_{\text{сф}} \simeq d^2 / (4vL) \quad (6)$$

Пренебрегать величиной $\tau_{\text{кул}}$ по сравнению с $\tau_{\text{хр}}$, как это делается в ⁽¹⁾, законно только при условии достаточной малости параметра n/d^2 . Предел уменьшения n ставится статистикой электронов, необходимой для передачи некоторого минимального числа градаций сигнала. Что же касается увеличения d , то здесь предел ставится затягиванием сигнала по уравнению (6). Приравнявая выражения (4) и (6), получим

$$d_{\text{опт}} = 2 \left(\frac{2e^2 L^3 n}{mv^2} \right)^{1/4}. \quad (7)$$

В качестве примера для $n=10^2$, $L=10$ см, $v=8 \cdot 10^9$ см/сек найдем $d_{\text{опт}} = 6 \cdot 10^{-2}$ см, при котором $\tau_{\text{кул}} = \tau_{\text{сф}} = 10^{-14}$ сек.

Сделанные выше оценки показывают, что при правильном выборе n и d (например, $10 \leq n \leq 100$, $d \sim 10^{-2}$ см, как в работах ^(1, 3-7)) эффектами кулоновского расталкивания и сферической аберрации можно пренебречь и справедливы выводы ⁽¹⁾ о предельном временном разрешении $\sim 10^{-14}$ сек. при $E_0 \sim 10^3 - 10^4$ ед. CGSE. Если, однако, сократить число каскадов усиления яркости развернутого изображения (что потребует увеличения n) или чрезмерно уменьшить d , то $\tau_{\text{кул}}$ может стать доминирующей составляющей предельного временного разрешения. Пусть, например, $L=10$ см, $v=8 \cdot 10^9$ см/сек, $n/d^2 = 2 \cdot 10^6$ ($n=20$ эл/разр·эл, разрешение 30 п.л/мм; или $n=2 \cdot 10^3$ эл/разр·эл, 3 п.л/мм). Тогда из (4) найдем $(\tau_{\text{физ}})_{\text{мин}} = \tau_{\text{кул}} \geq 1 \cdot 10^{-12}$ сек.

Отметим, наконец, что без специальной проверки фокусировки в экспериментах с когерентными источниками излучения, когда размер освещаемого пятна на фотокатоде d_s может оказаться порядка длины волны света ($d_s \ll d_{\text{опт}}$), кулоновское расталкивание может чрезвычайно сильно ухудшить временное разрешение ЭОП.

В заключение этого раздела сделаем несколько замечаний о формуле (2). Эта формула справедлива с высокой точностью для двух электронов, одновременно вылетевших с фотокатода с начальными скоростями v_{0z} и $v_{0z} + \Delta v_{0z}$. Если известно распределение электронов по начальным скоростям $dN/dv_{0z} = f(v_{0z})$, формула (2) позволяет точно определить их распределение по времени пролета через ЭОП. К сожалению, в настоящее время еще нет теории, которая позволила бы надежно вычислить $f(v_{0z})$. Впрочем, в работе ⁽⁸⁾ для распределения фотоэлектронов по начальным энергиям принята теоретическая зависимость ⁽⁹⁾

$$\frac{dN}{d\mathcal{E}} \sim \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0^2} e^{-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0} \cos \theta d\Omega, \quad (8)$$

из которой, в частности, следует, что разброс электронов по энергиям должен быть в 2,5 раза больше наиболее вероятной начальной энергии $\mathcal{E}_0$. Как легко убедиться из данных ⁽¹⁰⁻¹²⁾, экспериментальная зависимость в представляющем интерес спектральном диапазоне света существенно отличается от (8).

На основе экспериментальных данных ⁽⁷⁾ о распределении dN/dv_{0z} для кислородно-цезиевого фотокатода пикохрона ⁽⁴⁻⁷⁾ при $\lambda=10\,000$ Å полуширина временного распределения может быть оценена как

$$\tau_{\text{хр}} \simeq 2 \cdot 10^{-11} / E_0 \text{ сек.}, \quad (9)$$

а время прихода половины электронов

$$\tau_{1/2} \sim 1 \cdot 10^{-11} / E_0 \text{ сек.} \quad (10)$$

Эти данные хорошо совпадают с оценками, сделанными в работе ⁽¹⁾.

Заметим кстати, что предложенный в ⁽⁸⁾ способ улучшения τ_{xp} за счет монохроматизации начальных скоростей фотоэлектронов неизбежно приведет к потере существенной части информации об источнике излучения, так как распределение начальных скоростей фотоэлектронов зависит от спектра излучения и может меняться во времени.

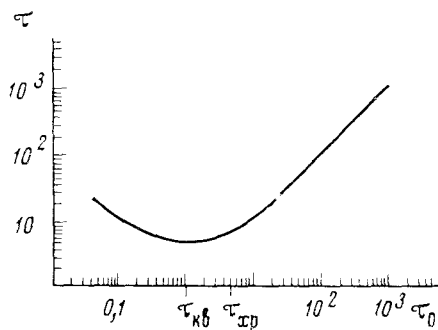


Рис. 1. Длительность τ электронного сигнала на выходе ЭОП как функция длительности входного светового сигнала τ_0

Последнее замечание относится к характеру зависимости длительности τ сигнала на выходе системы от длительности входного светового импульса τ_0 . Для случая прохождения светового импульса через оптический объектив эта зависимость рассмотрена в ⁽¹³⁾. Оказывается, при укорочении входного сигнала выходной сигнал тоже укорачивается, но затем, пройдя через минимум, начинает удлиняться. Аналогичная зависимость в случае электронной оптики следует из (2), (3). В этом легко убедиться,

предполагая входной сигнал гауссовым и сделав правдоподобные допущения

$$\tau = (\tau_0^2 + \tau_{\text{физ}}^2)^{1/2}, \quad (\Delta v_{0z})^2 = (\Delta v_{0z})_{\text{физ}}^2 + (\hbar k / m v \tau_0)^2.$$

Тогда, очевидно

$$\tau = \tau_0 [1 + (\tau_{\text{хр}} / \tau_0)^2 + (\tau_{\text{кб}} / \tau_0)^4]^{1/2}. \quad (11)$$

Эта зависимость представлена на рис. 1.

2. До сих пор нет генератора пико-фемтосекундных световых импульсов заранее известной длительности, который мог бы быть применен для проверки временного разрешения ЭОП. Наоборот, лишь измерения, выполненные с помощью ЭОП, позволяют надежно судить о длительности ультракороткого излучения источника, например, лазера. Единственный конкурирующий метод многофотонной люминесценции дает, как известно, не вполне однозначные результаты.

В 50-х годах самыми короткими световыми сигналами достаточной интенсивности оказались миниатюрные искры, в которых методом электроно-оптической хронографии были зарегистрированы переходные процессы длительностью около 10^{-11} сек. ⁽¹⁾. Длительность фронта свечения искры около 10^{-11} сек. была подтверждена методом совпадений срабатывания двух искровых счетчиков от одной ионизирующей частицы ⁽³⁾. При ширине пиков на денситограмме 10^{-11} их относительное расположение удалось установить с точностью $3 \cdot 10^{-12}$ сек. ⁽¹⁾.

В конце 60-х годов с лазером на неодимовом стекле были зарегистрированы с помощью ЭОП типа «пикохрон» импульсы полушириной 6 псек. ^(4, 5), а затем 2,5 псек. ⁽⁶⁾. В этих экспериментах $\tau_{\text{тех}} = 5 \cdot 10^{-13}$ сек. В составе импульсов наблюдались переходные процессы с характерным временем 0,7—1 псек. ⁽⁷⁾, а взаимное расположение пиков шириной 2 псек. удавалось определить с точностью в несколько единиц на 10^{-13} сек. ⁽⁴⁾. Все эти данные не противоречат величине $\tau_{\text{физ}}$ «пикохрона», оцененной по формулам (2), (9), (10). Импульсы лазерного излучения пикосекундной длительности были зарегистрированы также в ЭОП, где сильное электрическое поле E_0 создавалось с помощью сетки, помещенной вблизи входного фотокатода ^(14, 15). Данные работ ^(8, 14) качественно подтверждают справедливость формулы (2). Что касается численных оценок $\tau_{\text{хр}}$ при заданном поле E_0 , то между данными работ ^(1, 8, 14, 15) имеется разброс в

2—5 раз. С учетом относительно невысокой точности численных оценок $\tau_{\text{хр}}$, расхождение экспериментальных данных в несколько раз представляется вполне естественным. К тому же в опытах (⁸, ¹⁴) величина n/d^2 была, по-видимому, велика, так что могло наблюдаться не учитываемое авторами кулоновское затягивание сигнала. Наконец, способы определения экспериментальных значений $\tau_{\text{физ}}$, использованные различными авторами, могли вносить систематические ошибки порядка фактора 2.

В работе (⁸) предложен интересный метод калибровки временного разрешения ЭОП, основанный на световых биевых излучениях лазера непрерывного действия. Однако сам по себе этот метод требует независимой проверки глубины модуляции света в момент регистрации ЭОП. Такая проверка в настоящее время не может быть выполнена. Если к тому же учесть, что величина $\tau_{\text{физ}}$ определяется этим методом не непосредственно, а путем пересчета зависимости регистрируемого контраста от частоты, что вносит дополнительную погрешность, следует признать, что данные работы (⁸), полученные на ЭОП с малым числом каскадов усиления, в пределах точности теории и эксперимента удовлетворительно согласуются с результатами (¹).

3. В п. 1 показана принципиальная неустранимость хроматической aberrации, которая ограничивает временное разрешение существующих ЭОП на уровне 10^{-12} сек. Вклад других причин затягивания сигналов может быть снижен до уровня 10^{-14} сек. при правильном выборе усиления яркости и фокусировки изображения. В фемтосекундной области основным ограничивающим фактором становится квантовомеханическое соотношение неопределенностей, определяющее величину хроматической aberrации. Для освоения диапазона 10^{-12} — 10^{-14} сек. есть только один путь: сведение к минимуму выражаемого уравнением (2) эффекта хроматической aberrации посредством увеличения напряженности электрического поля у фотокатода ЭОП до 10^3 — 10^4 ед. CGSE (в частности, на основе импульсного питания).

Поступило
10 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Е. К. Завойский, С. Д. Фанченко, ДАН, т. 108, 218 (1956); т. 100, 661 (1955); Appl. Optics, v. 4, 1155 (1965).
- ² М. М. Бутслов, Е. К. Завойский, С. Д. Фанченко, Оптика-механич. пром., № 8, 57 (1972).
- ³ Ю. Ф. Скачков, Приборы и техн. эксп., № 6, 41 (1961).
- ⁴ С. Д. Фанченко, В. А. Фролов, Письма ЖЭТФ, т. 16, № 3, 147 (1972).
- ⁵ Н. Г. Басов и др., ЖЭТФ, т. 65, № 3, 907 (1973).
- ⁶ Е. М. Гордеев и др., Квантовая электроника, т. 2, № 1, 205 (1975).
- ⁷ М. М. Бутслов и др., ДАН, т. 209, 1060 (1973).
- ⁸ В. В. Коробкин, М. А. Малютин, М. Я. Шелев, J. Photogr. Sci., v. 17, № 5, 179 (1969).
- ⁹ G. Wendt, Ann. Radioelectr., v. 10, № 39, 74 (1955).
- ¹⁰ Э. И. Зах, Б. М. Степанов, С. Д. Фанченко, В кн. Физическая электроника, М., «Наука», 1976.
- ¹¹ Н. А. Соболева, А. Г. Берковский и др., Фотоэлектронные приборы, «Наука», 1965.
- ¹² Ю. Г. Шалабутов, Н. С. Масленников, ЖТФ, т. 26, 1166 (1956).
- ¹³ Е. М. Гордеев, С. Д. Фанченко, В сб.: Физическая электроника, «Наука», 1976.
- ¹⁴ D. J. Bradley, B. Liddy, W. E. Sleat, Opt. Commun., v. 2, 397 (1971).
- ¹⁵ J. Alcock, M. Richardson, M. Ja. Schelev, Appl. Phys. Lett., v. 18, 354 (1971).