

УДК 621.385

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПАКЕТОВ В СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ВРЕМЯНАЛИЗИРУЮЩИХ ЭОП

В.П. Дегтярева, М.А. Монастырский, В.А. Тарасов, М.Я. Щелев
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

На основе численной модели исследовано поведение электронных пакетов в субпикосекундных времяанализирующих ЭОП для различных начальных распределений фотоэлектронов по энергиям. Показано, что плотный неоднородный субпикосекундный электронный пакет, обладающий достаточно узким начальным энергетическим распределением, во время движения от эмиттера к отклоняющим пластинам или экрану стремится разделиться на два отдельных сгустка благодаря кулоновскому отталкиванию. Исследовано пространственное и временное уширение электронных пакетов, эмиттированных с фотокатода под воздействием сверхкоротких лазерных импульсов длительностью 60 фс, в зависимости от начальной плотности тока и энергетического разброса фотоэлектронов.

Введение

Энергетический разброс фотоэлектронов и кулоновское отталкивание являются главными факторами, ограничивающими пространственно-временное разрешение в субпикосекундных времяанализирующих ЭОП и фотоэлектронных дифрактометрах. В ранних работах Завойского и Фанченко [1, 2] были выполнены первые аналитические оценки указанных эффектов. На протяжении 80-х годов усилия многих авторов были направлены на уточнение этих результатов с помощью все более сложных теоретических и численных моделей [3—9]. Среди цитированных работ следует выделить работу Киношита и др. [9], в которой выполнено весьма точное моделирование эффектов пространственного заряда. Тем не менее, некоторые вопросы, связанные с рассматриваемой проблемой, остаются открытыми.

На качественном уровне понятно, что чем более узким является начальное энергетическое распределение фотоэлектронов, тем меньше дисперсия времени пролета, обусловленная геометрическими и хроматическими электронно-оптическими aberrациями, но, одновременно, тем выше влияние кулоновских эффектов на длительность электронного пакета и суммарное временное разрешение. Кулоновское уширение наоборот оказывается малым для сравнительно широкого энергетического распределения фотоэлектронов. В этом случае дисперсия времени пролета становится главным фактором, ограничивающим временное разрешение. До настоящего времени эти два тесно взаимосвязанных аспекта проблемы не изучались совместно с помощью компьютерного моделирования.

Обычно предполагается, что главная часть кулоновского уширения сконцентрирована в области между фотокатодом и отклоняющими пластинами. С нашей точки зрения, важно с помощью численного моделирования установить, не приводят ли кулоновские aberrации, приобретенные электронным пакетом в области между фотокатодом и отклоняющими пластинами, к появлению дополнительных хроматических aberrаций и aberrаций динамической дефокусировки при развертке.

Представляет также интерес численное исследование эффекта кулоновского отталкивания в области между отклоняющими пластинами и экраном. Этот вопрос актуален, в частности, при разработке фотоэлектронного дифрактометра, в котором функции измерения временного разрешения и сверхскоростного дифракционного эксперимента объединены. В этом случае важно знать реальную длительность электронного пакета, взаимодействующего с твердотельной или газообразной мишенью, обычно расположенной в пространстве дрейфа за отклоняющими пластинами.

Ниже представлены результаты моделирования динамики пико/фемтосекундных электронных пакетов, полученные с помощью: двух различных по универсальности и сложности численных моделей, основанных на методе τ -вариаций [10, 11], и простой аналитической модели, позволяющей независимо оценить кулоновское и хроматическое уширения электронного пакета. В зависимости от начальной плотности тока и энергетического разброса фотоэлектронов изучено пространственное и временное уширение электронных пакетов, генерированных сверхкороткими лазерными импульсами длительностью 60 фс. Показано, что плотный неоднородный субпикосекундный электронный пакет с достаточно узким начальным распределением фотоэлектронов по энергиям при движении от эмиттера к экрану стремится разделиться на два отдельных электронных сгустка под действием сил кулоновского отталкивания.

Общая численная модель (краткое описание)

Мы рассматриваем самосогласованную нестационарную задачу о динамике электронного пакета, эмиттированного с фотокатода и движущегося вдоль главной оптической оси.

Запишем дифференциал плотности тока фотоэмиссии в форме [11]

$$dJ = J_0 \Lambda(\tau_0) G(x_0, y_0) f(\epsilon, \Omega, \omega) \sin \Omega d\epsilon d\Omega d\omega dx_0 dy_0,$$

где функции $\Lambda(\tau_0) G(x_0, y_0)$ представляют собой пространственную и временную форму падающего светового ($0 \leq \tau_0 \leq T, T$ — начальная длительность импульса, x_0, y_0 — декартовы координаты в области фотоэмиссии), а функция $f(\epsilon, \Omega, \omega)$ описывает распределение фотоэлектронов по начальной энергии (ϵ) и двум начальным углам (Ω, ω).

В общем случае мы имеем дело с 6-мерным многообразием электронных траекторий, управляемых набором начальных условий $\xi = \{\tau_0, x_0, y_0, \epsilon, \Omega, \omega\}$.

Распределение потенциала $\varphi(\vec{r})$ можно представить в виде суммы двух членов:

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_0(\vec{r}) + \varphi_p(\vec{r}),$$

где $\varphi_0(\vec{r})$ — внешний лапласовский потенциал, обусловленный наличием электродов электронно-оптической системы, а $\varphi_p(\vec{r})$ — кулоновский потенциал пакета:

$$\varphi_p(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}', \tau)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}'. \quad (1)$$

Интегрирование в (1) выполняется по области, занятой электронным пакетом в фиксированный момент времени τ .

Для расчета пространственно-временного распределения плотности заряда $\rho(\vec{r}, \tau)$, необходимо численно решить уравнение Лоренца

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{e}{m} [\nabla\varphi_0(\vec{r}) + \nabla\varphi_p(\vec{r})] \quad (2)$$

с соответствующими начальными условиями для каждой электронной траектории, стартующей с начальными параметрами $\{\xi\}$. Важно отметить, что даже если порядок дискретизации n для каждого параметра $\{\tau_0, x_0, y_0, \epsilon, \Omega, \omega\}$ невелик, общее количество

траекторий N , равное n^6 , становится чрезвычайно большим. Этот факт представляет собой главную трудность в рассматриваемой проблеме. В осесимметричной задаче указанная система начальных параметров может быть редуцирована к системе $\tilde{\xi} = \{\tau_0, r_0, \varepsilon, \Omega, \omega\}$, где $r_0 = x_0^2 + y_0^2$, однако и в этом случае размерность задачи остается высокой.

Для того чтобы улучшить ситуацию и сделать вычислительный процесс более эффективным и стабильным, нами был применен подход, основанный на методе τ -вариаций. Представим решение уравнения Лоренца (2) в форме

$$\vec{r}(\tau, \tilde{\xi}) = \vec{r}^{(0)}(\tau, \tilde{\xi}) + \delta\vec{r}(\tau, \tilde{\xi}), \quad (3)$$

где $\vec{r}^{(0)}(\tau, \tilde{\xi})$ — абберрационное разложение в форме τ -вариаций решения уравнения Лоренца

$$\ddot{\vec{r}}^{(0)} = \frac{e}{m} \nabla\varphi_0(\vec{r}^{(0)}),$$

в котором не учитывается влияние пространственного заряда, а поправка $\delta\vec{r}(\tau, \tilde{\xi})$ удовлетворяет уравнению

$$\delta\ddot{\vec{r}} = \frac{e}{m} \left[\nabla\varphi_p(\vec{r}^{(0)} + \delta\vec{r}) + \nabla\varphi_0(\vec{r}^{(0)} + \delta\vec{r}) - \nabla\varphi_0(\vec{r}^{(0)}) \right]. \quad (4)$$

Следует отметить, что уравнение (4) не является уравнением теории возмущений, поскольку при его выводе не предполагается малость δr по сравнению $r^{(0)}$. Это уравнение может быть решено непосредственно, однако линеаризация второго члена правой части в (4) дает некоторое повышение скорости счета без заметного изменения результатов в достаточно большом диапазоне входных токов, поэтому в расчетах нами применялось квазилинеаризованное уравнение

$$\delta\ddot{\vec{r}} = \frac{e}{m} \left[A^{(0)} \delta\vec{r} + \nabla\varphi_p(\vec{r}^{(0)} + \delta\vec{r}) \right], \quad (5)$$

в котором матрица $A^{(0)} = \nabla\nabla\varphi_0(\vec{r}^{(0)})$ вычисляется на невозмущенных траекториях $\vec{r}^{(0)}(\tau, \tilde{\xi})$. Возмущенное уравнение (5) решается численно с помощью пошаговой схемы второго порядка последовательно для всех $\tilde{\xi}$ из дискретизированного набора начальных параметров $\{\tau_0, r_0, \varepsilon, \Omega, \omega\}$, а ансамбль взаимодействующих заряженных частиц (заряженное "облако") представлен в виде (5) для произвольного момента времени τ . Следует отметить, что использование абберрационной техники позволяет уменьшить требования к точности схемы интегрирования траекторий, и, следовательно, увеличить полное число частиц N до $3 \cdot 10^5$ что более чем на два порядка выше, чем в работе [9]. Чрезвычайно важно иметь возможность назначать достаточно большое N , поскольку только в этом случае имеется уверенность в том, что численное моделирование сложных кулоновских эффектов, обсуждаемых ниже, адекватно реальным физическим процессам.

Для качественного тестирования было проведено сравнение с предельным случаем нулевого энергетического разброса эмиттированных фотоэлектронов, когда кулоновское поле электронного пакета может быть представлено в виде свертки начального временного импульса с аналитически вычисляемой функцией Грина [12]. Результаты,

полученные в предельном случае, находятся в качественном согласии с общей численной моделью (в данном случае можно говорить только о качественном согласии, поскольку предельный случай был исследован в предположении, что область эмиссии на фотокатоде имеет форму прямоугольной сильно вытянутой щели, а расчеты по общей модели производились для области эмиссии, имеющей форму круга).

Численные результаты

Представленные ниже компьютерные расчеты были проведены для двух различных типов фотоэлектронных приборов, разработанных, изготовленных и тестированных в отделе фотоэлектроники ИОФАН.

Первый прибор представляет собой времяанализирующий ЭОП типа PIF [13], геометрия электродов которого вместе с электронными траекториями показана на рис. 1 для режима статической фокусировки $U_g = 3$ кВ, $U_f = 1,74$ кВ, $U_a = 15$ кВ. Электронно-оптическая система данного ЭОП включает в себя плоский (или сферический) фотокатод, мелкоструктурную сетку, удаленную от фотокатода на расстояние 3 мм, фокусирующие электроды цилиндрической формы и круглую диафрагму в качестве анода. Параксиальные электронно-оптические свойства этой системы показаны на рис. 2. В приведенном выше режиме статической фокусировки положение плоскости изображения этой трубки составляет $Z_{\text{image}} = 198$ мм, плоскости кроссовера $Z_{\text{cross}} = 107$ мм, а электронно-оптическое увеличение $M = 1,36$. Расчеты производились с использованием предельной модели, предполагающей, что все фотоэлектроны обладают нулевой начальной энергией.

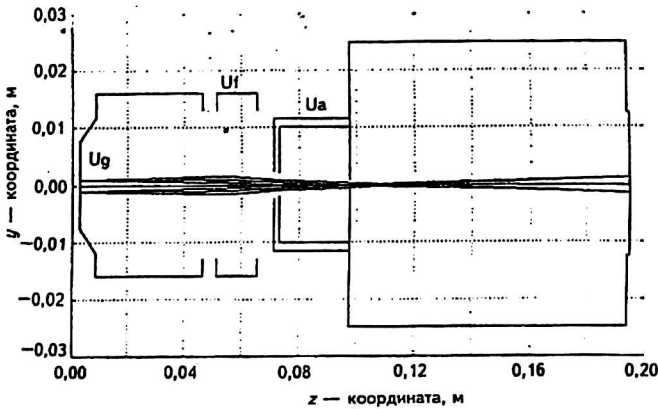


Рис. 1. Фокусировка электронного пучка в электронно-оптической системе ЭОП типа PIF

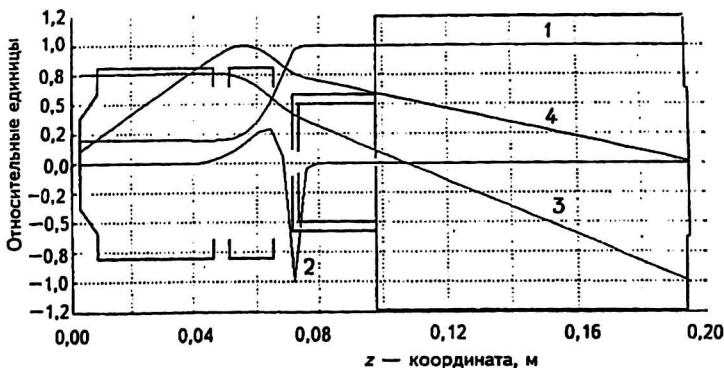


Рис. 2. Параксиальная электронная оптика в ЭОП типа PIF:

1 — осевое распределение потенциала; 2 — вторая производная осевого распределения потенциала; 3, 4 — решения предельного параксиального уравнения

Анализировалась динамика электронного пакета, генерированного входным оптическим импульсом, имеющим зависимость от времени $\Lambda(\tau_0)$ двух типов: прямоугольную и гауссовскую. Область эмиссии представляла собой прямоугольную щель со сторонами $2a = 0,05$ мм, $2b = 3,5$ мм.

В работе [8] показано, что влияние кулоновских эффектов на временную дисперсию можно охарактеризовать с помощью так называемой d -характеристики, представляющей собой производную $d\tau(\tau_0) / dJ_0$ времени пролета индивидуальной частицы до фиксированной плоскости по величине начальной плотности тока J_0 . На рис. 3 приведена d -характеристика для электронного пакета прямоугольной формы. Как видно, эта характеристика является монотонной, что обусловлено однородным распределением пространственного заряда внутри электронного пакета. В этом случае кулоновское уширение имеет регулярный характер, что показано на рис. 4 для различных начальных плотностей тока J_0 .

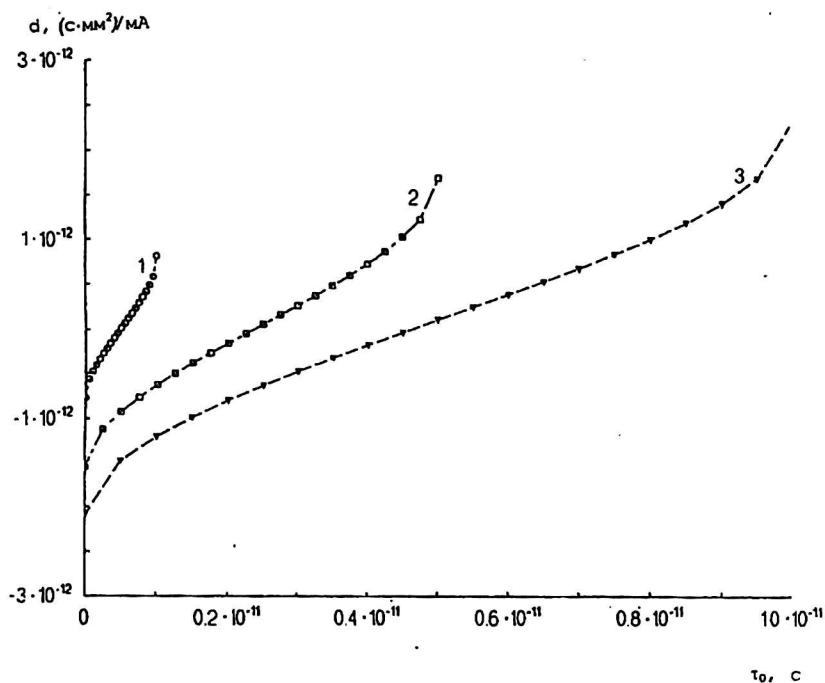


Рис.3. d -характеристики электронного пакета в случае прямоугольного светового импульса различной длительности T :
 1 — $T = 1$ пс; 2 — $T = 5$ пс; 3 — $T = 10$ пс

Распределение пространственного заряда внутри гауссовского пакета является существенно неоднородным, и поэтому максимумы кулоновской силы симметрично сдвинуты от краев пакета в направлении центра. В этом случае d -характеристика не является монотонной в интервале $0 \leq \tau_0 \leq T$ и имеет два хорошо выраженных максимума, расположенных симметрично относительно центра пакета (рис. 5). Это свидетельствует о перераспределении частиц внутри пакета таким образом, что при возрастании J_0 плотность на краях пакета электронов становится выше, чем в его центре, как показано на рис. 6.

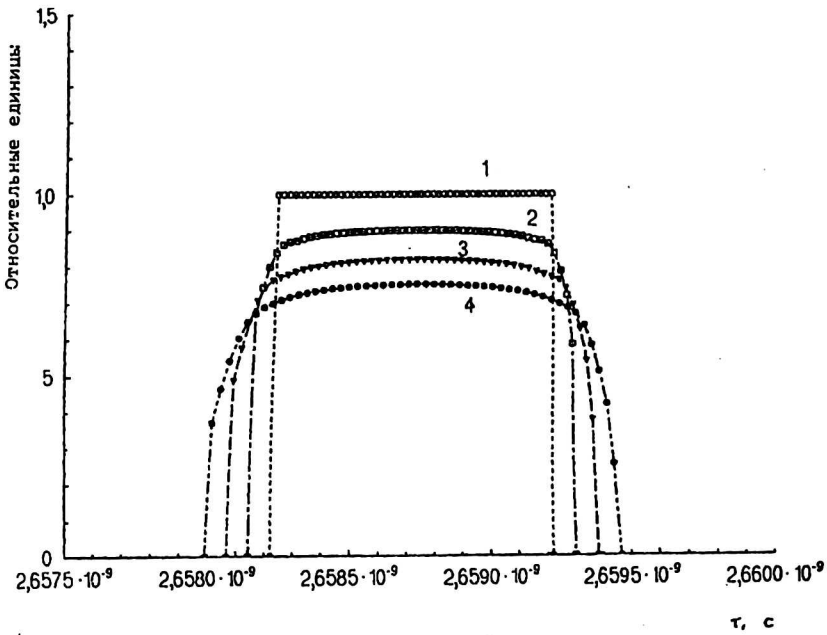


Рис. 4. Кулоновское уширение прямоугольного электронного пакета при различных начальных плотностях тока J_0 :
 1 — $J_0 = 0$ (без учета пространственного заряда); 2 — $J_0 = 0,1$ мА/мм²;
 3 — $J_0 = 0,2$ мА/мм²; 4 — $J_0 = 0,3$ мА/мм²

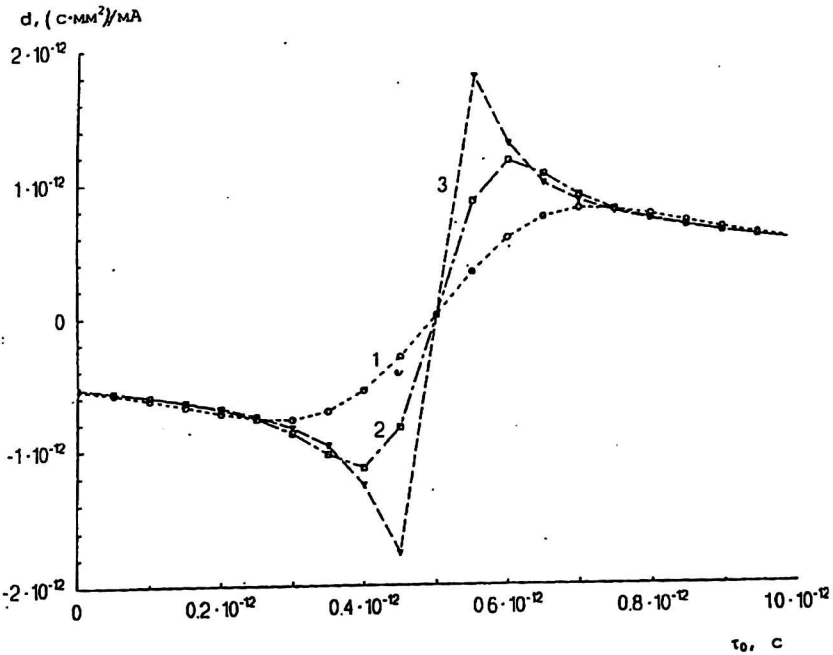


Рис. 5. d -характеристики электронного пакета в случае гауссовского светового импульса полной длительности $T=1$ пс и варьируемой полуширины ΔT :
 1 — $\Delta T = 0,317$ пс; 2 — $\Delta T = 0,158$ пс; 3 — $\Delta T = 0,072$ пс

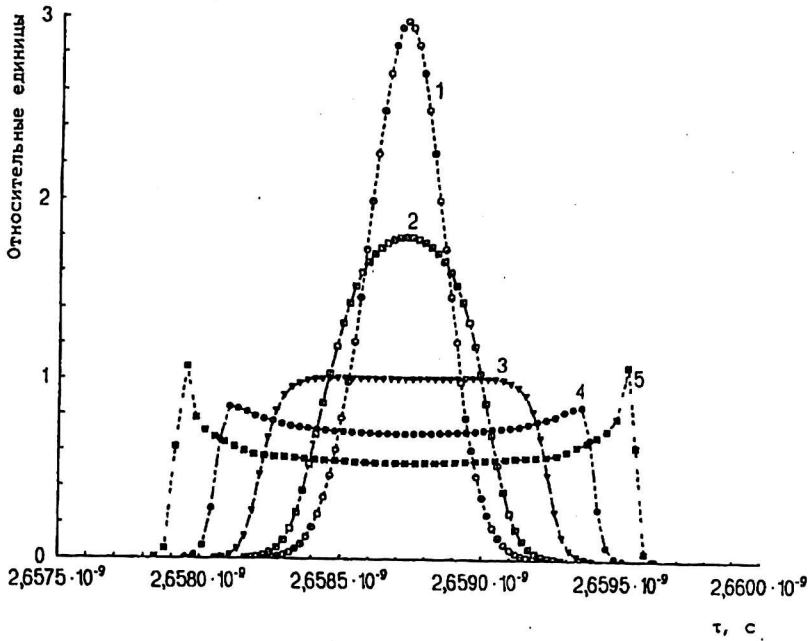


Рис. 6. Кулоновское уширение гауссовского начального импульса полуширины $\Delta T = 0,317$ пс для различных начальных плотностей тока J_0 :
 1 — $J_0 = 0$ (без учета пространственного заряда); 2 — $J_0 = 0,1$ мА/мм²;
 3 — $J_0 = 0,3$ мА/мм²; 4 — $J_0 = 0,5$ мА/мм²; 5 — $J_0 = 0,7$ мА/мм²

Второй набор численных результатов получен для фотоэлектронной пушки, предназначенной для экспериментов по электронной дифракции с временным разрешением (рис. 7). Конфигурация электродов и электронно-оптические характеристики этой трубки приведены в [14]. Расчеты производились с помощью общей модели.

Область эмиссии представляла собой круг диаметром 0,5 мм, а длительность начального лазерного импульса составляла 60 фс. На рис. 8, 9 представлены пространственная форма и плотность пространственного заряда выходного электронного пакета в цилиндрических координатах для случая нулевой начальной энергии фотоэлектронов. Для этого случая на рис. 10 представлено семейство нормализованных осевых распределений плотности тока при различных положениях электронного пакета. На рис. 11 показано относительное уширение пакета вдоль оси z, связанное с действием кулоновского отталкивания. Эффект распада электронного пакета, показанный на рис. 8—10 для случая нулевого начального энергетического разброса фотоэлектронов, становится меньше и исчезает с ростом полуширины энергетического распределения (рис. 12). На рис. 13 временное уширение выходного электронного пакета для различных плотностей тока J_0 представлено как функция максимальной начальной энергии фотоэлектронов ϵ_{\max} .

Как видно из рис. 13, в случае достаточно узкого энергетического распределения фотоэлектронов временное разрешение определяется уширением электронного пакета, обусловленным эффектом кулоновского отталкивания. Наоборот, для сравнительно широкого энергетического распределения фотоэлектронов дисперсия времени пролета, связанная с разбросом фотоэлектронов по начальным энергиям, представляет собой главный фактор, ограничивающий временное разрешение.

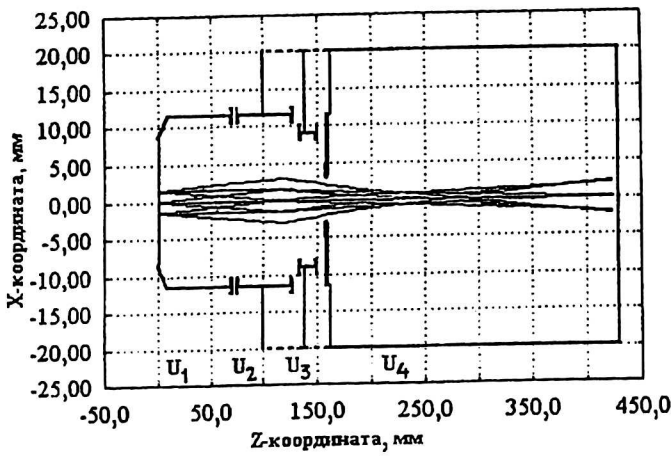


Рис. 7. Электронные траектории в фотоэлектронной пушке
фотоэлектронного дифрактометра:
 $U_1 = 6$ кВ; $U_2 = 6,4$ кВ; $U_3 = 14,3$ кВ; $U_4 = 30$ кВ

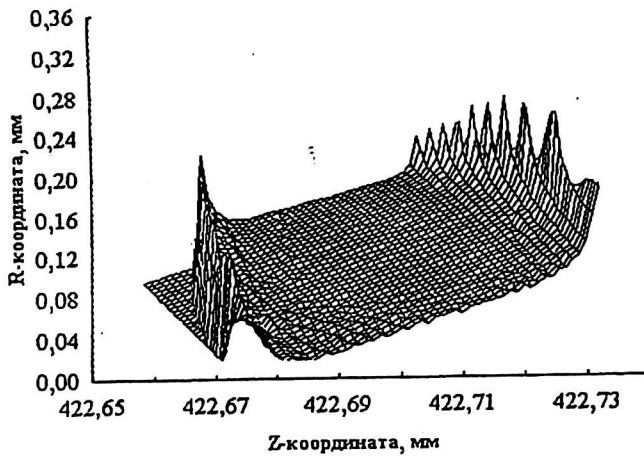


Рис. 8. Форма электронного пакета в плоскости экрана в цилиндрических координатах:
 $\epsilon_{\max} = 0$; $T = 60$ фс; $J_0 = 0,2$ мА/мм²; $D_0 = 0,5$ мм

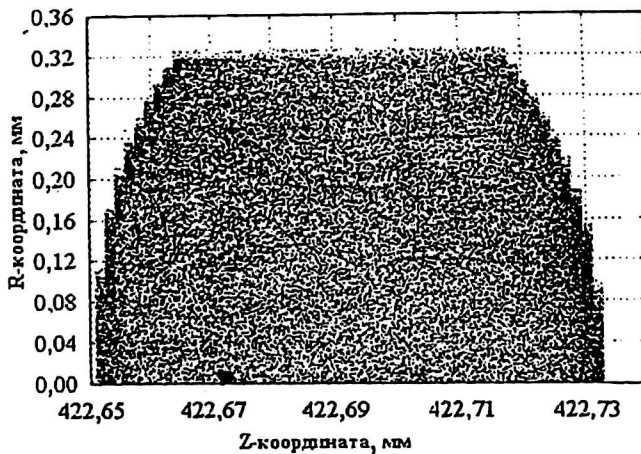


Рис. 9. Диаграмма плотности пространственного заряда в электронном пакете
в плоскости экрана:
 $\epsilon_{\max} = 0$; $T = 60$ фс; $J_0 = 0,2$ мА/мм²; $D_0 = 0,5$ мм

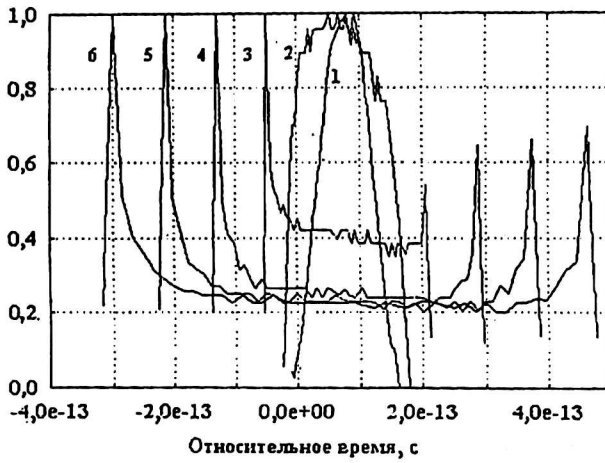


Рис. 10. Нормализованная осевая плотность пространственного заряда электронного пакета:
 $\epsilon_{\max} = 0$; $T = 60$ фс; $J_0 = 0,2$ мА/мм²; $D_0 = 0,5$ мм; 1 — $Z = 226$ мм; 2 — $Z = 250$ мм;
 3 — $Z = 275$ мм; 4 — $Z = 323$ мм; 5 — $Z = 372$ мм; 6 — $Z = 423$ мм

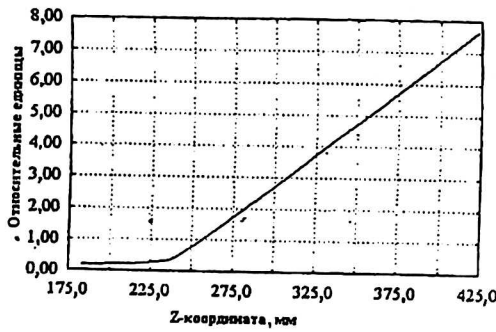


Рис. 11. Относительное продольное уширение электронного пакета:
 $\epsilon_{\max} = 0$; $T = 60$ фс; $J_0 = 0,2$ мА/мм²; $D_0 = 0,5$ мм

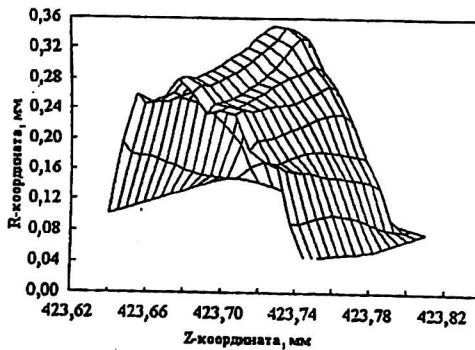


Рис. 12. Форма электронного пакета в плоскости экрана в цилиндрических координатах:
 $\epsilon_{\max} = 0,8$ эВ; $T = 60$ фс; $J_0 = 10$ мА/мм²; $D_0 = 0,5$ мм

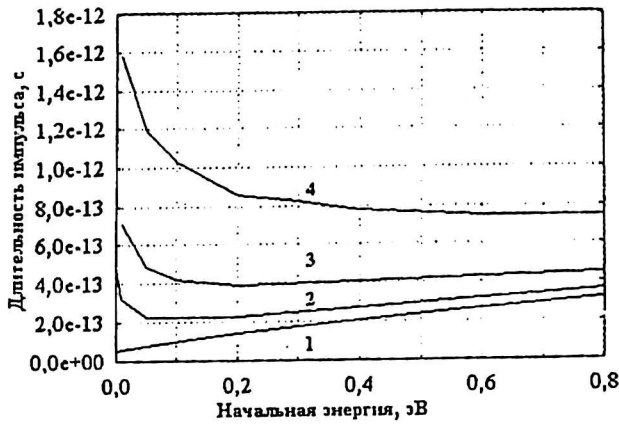


Рис. 13. Временное уширение электронного пакета для различных начальных плотностей тока J_0 в зависимости от максимальной начальной энергии фотоэлектронов: 1 — $J_0 = 0$ (без учета пространственного заряда); 2 — $J_0 = 1$ мА/мм²; 3 — $J_0 = 3$ мА/мм²; 4 — $J_0 = 10$ мА/мм²

Оценки с помощью упрощенной аналитической модели

Применяя некоторые упрощающие предположения, можно построить аналитическую модель, позволяющую получить простые оценки динамики электронного пакета, генерированного фотокатодом под действием достаточно короткого оптического импульса.

Эффективный радиус R электронного пакета вблизи фотокатода может быть приближенно выражен в виде:

$$R = \sqrt{R_0^2 + (v_r \tau)^2}, \quad (6)$$

где R_0 — начальный радиус пакета (радиус области эмиссии); v_r — эффективная скорость электронов в радиальном направлении; τ — время. Предполагая, что начальное угловое распределение фотоэлектронов имеет косинус-кубический характер [10], можно показать, что v_r приблизительно равно $0,4 v_{\max}$, где v_{\max} — максимальная скорость фотоэлектронов для параболического распределения по энергиям.

Согласно теории aberrаций катодных линз [11], осевое уширение $\Delta_e Z$ пакета, обусловленное энергетическим распределением фотоэлектронов, в приближении первого порядка имеет вид:

$$\Delta_e Z = 2 \frac{\sqrt{\Phi(Z)}}{E} \sqrt{\epsilon_z}, \quad (7)$$

где Z — положение пакета на оси z ; $\Phi(Z)$ — внешний потенциал электродов; E — напряженность поля в центре фотокатода; ϵ_z — эффективная энергия фотоэлектронов, соответствующая направлению z . Для многих фотокатодов величина ϵ_z может быть оценена как $\epsilon_{\max}/2$, где ϵ_{\max} — максимальная энергия фотоэлектронов для фотокатода данного типа.

Задавая $R_0 = 0,25$ мм, $\epsilon_{\max} = 0,8$ эВ, $E = 5$ кВ/мм (эти величины характерны для рассмотренного выше фотоэлектронного дифрактометра) и оценивая согласно (6) и (7) уширение электронного пакета в области дрейфа ($\Phi = 6$ кВ, $\tau = 10^{-9}$ с), мы получим $R \sim 0,35$ мм, $\Delta Z \sim 0,02$ мм. Важно отметить, что в случае достаточно малой длительности падающего оптического импульса T_0 (порядка 100 фс или меньше), временное уширение электронного пакета существенно превышает T_0 (в нашем случае временное уширение пакета имеет величину около 400 фс), и продольный размер пакета приблизительно равен величине его пространственного уширения.

Таким образом, эффективный продольный размер пакета, генерированного фотокатодом при воздействии на него достаточно короткого падающего оптического импульса, оказывается существенно меньше радиуса пакета. В этом случае производные кулоновского потенциала в z -направлении существенно выше, чем в r -направлении, и, следовательно, уравнение Пуассона принимает упрощенную форму

$$\frac{\partial^2 \varphi_p}{\partial z^2} \approx \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (8)$$

Интегрирование (8) дает разность напряженностей кулоновского поля на краях пакета:

$$E_p(Z^+) - E_p(Z^-) \approx \frac{Q}{\pi \epsilon_0 R^2(\tau)}, \quad (9)$$

где $Q = J_0 T_0 S_0$ — полный заряд электронного пакета; J_0 — эффективная плотность тока эмиссии с фотокатода; $S_0 = \pi R_0^2$ — площадь эмиссии.

Вводя характерное время $\tau_1 = R_0 / v_r$ и используя соотношения (6), (9), кулоновское уширение пакета в произвольный момент времени τ можно представить в виде:

$$\Delta_C Z(\tau) = \frac{e J_0 T_0}{\epsilon_0 m} \int_0^\tau \frac{(\tau - t) dt}{1 + (t / \tau_1)^2}. \quad (10)$$

Характер подинтегрального выражения в (10) отражает две стороны кулоновского взаимодействия внутри пакета: знаменатель отвечает за ускорение частиц, в то время как числитель — за аккумулирующее действие мгновенного кулоновского ускорения на координаты частиц в более поздние моменты времени. Принимая во внимание, что кулоновские силы пренебрежимо малы далеко от фотокатода, и что аккумулирующее действие мгновенного ускорения меньше в этой области, мы можем распространить (10) на произвольный момент времени. Следует отметить, что характерное время τ_1 в (10) может быть интерпретировано, как момент времени, соответствующий началу эффективного расширения пакета, обусловленного начальными скоростями. Его величина существенно меньше, чем полное время пролета электронов от фотокатода до отклоняющих пластин или экрана. Полагая в (10) $\tau \gg \tau_1$, получаем простые соотношения

$$\Delta_C Z(\tau) = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{\pi}{2} \frac{J_0 T_0 R_0}{\epsilon_0 \gamma \sqrt{\epsilon_{\max}}} \tau; \quad \Delta_C T(\tau) = \frac{\pi}{4} \frac{J_0 T_0 R_0}{\epsilon_0 \gamma \sqrt{\epsilon_{\max} \Phi}}. \quad (11)$$

Здесь $\gamma = v_r / v_{\max}$ — отношение эффективной поперечной скорости к максимальной скорости фотоэлектронов; $\Delta_C Z(\tau)$, $\Delta_C T(\tau)$ — осевое и временное уширение пакета; Φ — величина внешнего потенциала в плоскости, соответствующей времени пролета τ .

Соотношения (11) дают качественную зависимость асимптотического поведения пространственного и временного уширения сверхкоротких электронных пакетов под воздействием эффектов кулоновского отталкивания. Как видно из рис. 14, на котором продольное уширение электронного пакета представлено как функция времени пролета, упрощенная аналитическая модель имеет удовлетворительную точность по сравнению с численным моделированием, и может быть использована для предварительных оценок по порядку величины.

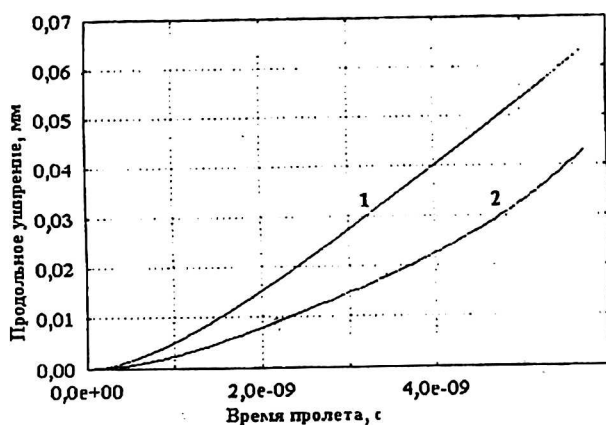


Рис. 14. Кулоновское уширение электронного пакета вдоль оси z в зависимости от времени пролета:
1 — упрощенная аналитическая модель; 2 — численное моделирование;
 $\epsilon_{\max} = 0,8 \text{ эВ}$; $J_0 = 10 \text{ мА/мм}^2$

Заключение

Разработаны численные алгоритмы, программное обеспечение, а также приближенная аналитическая модель, позволяющие исследовать динамику сверхкоротких электронных пакетов во время анализирующих ЭОП и фотоэлектронных дифрактометрах.

Проанализировано кулоновское уширение сверхкоротких электронных пакетов в зависимости от начального распределения фотоэлектронов по энергиям. Показано, что кулоновское уширение существенно возрастает в случае достаточно узкого начального энергетического распределения фотоэлектронов. В этом случае плотный неоднородный электронный пакет может распасться под влиянием пространственного заряда. Этот вывод соответствует результатам работы [15].

Литература

1. Завойский Е. К. и Фанченко С. Д. Физические основы электронно-оптической хронографии: Доклады Академии Наук СССР, 1956. № 108. С. 218.

2. Бутслов М. М., Завойский Е. К., Фанченко С. Д. Исследование сверхкоротких импульсов при помощи многокаскадных ЭОП // Оптико-механическая промышленность. 1972. № 8. С. 57—73.
3. Majumdar. Dynamic range of picosecond image converter streak camera // SPIE, High Speed Photography. Toronto, 1976. V. 97. P. 24—28.
4. Niu H. and Sibbett W. Theoretical analysis of space charge effects in photochron streak cameras // Rev. Sci. Instrum., 1981. № 52(12). P.1830—1836.
5. Fridman W., Jackel S., Seka W. and Zimmerman J. Dynamic range and spatial resolution of picosecond streak cameras // SPIE. Toronto, 1976. № 97. P. 544—548.
6. Kalibjan R. Space-charge temporal broadening effects in streak camera-tubes. Proc. of the 13th Intern. Congress on High Speed Photography and Photonics // SPIE, Tokyo, 1978. P. 452—455.
7. Kalibjan R. and Peterson G. Space charge perturbation effects in photonic tubes under high irradiation // SPIE, High Speed Photography. San Diego, 1982. № 348. P. 195—200.
8. Degtyareva V. P. and Platonov V. N. Computer evaluation of Coulomb repulsion effects in picosecond streak image tube // SPIE, High Speed Photography. San Diego, 1982. № 348. P. 1001—1004.
9. Kinoshita K., Ito M. and Suyama M. Analysis of space charge effects in the femtosecond streak tube // SPIE, High Speed Photography, Videography, and Photonics VI, 981. 1988. P. 62—70.
10. Monastyrski M. A. and Degtyareva V. P. Some dynamic problems in streak image theory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (NIM), section A. 1995. P. 354—357.
11. Monastyrski M. A. High-frequency asymptotics of MTF in streak image theory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (NIM), section A. 1995. P. 354—357.
12. Degtyareva V. P., Kulikov Yu. V., Monastyrski M. A. and Schelev M. Ya. Computer simulation of Coulomb repulsion effects in picosecond ICT based on aberration theory // SPIE, Electron Tubes and Image Intensifiers. 1992. № 1655. P. 27—36.
13. Degtyareva V. P. et al. A simplified picosecond streak image converter tube for designing inexpensive commercial cameras // SPIE, High Speed Photography and Photonics. 1992. № 1801. P. 44—50.
14. Schelev M. Ya., Bryukhnevich G. I., Lozovoi V. I., Monastyrski M. A., Prokhorov A. M., Smirnov A. V. and Vorobiev N. S. 500fs photoelectron gun for time-resolved electron diffraction experiments, Optical Engineering (in print).
15. Быков В. П., Герасимов А. В., Турин В. О. Кулоновская дезинтеграция слабых электронных потоков и фотоотсчеты // Успехи физических наук. 1995. № 165(8). С. 955—966.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом МНТЦ 037-94. Авторы благодарят проф. В. П. Быкова, проф. С. Д. Фанченко и В. О. Турину за обсуждение результатов этой работы и плодотворные дискуссии.

DYNAMICS OF ELECTRON BUNCH IN SUBPICOSECOND STREAK TUBES

V. P. Degtyareva, M. A. Monastyrski, V. A. Tarasov, M. Ya. Schelev
General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

Electron bunches dynamics in subpicosecond streak tubes is numerically studied for various initial energy and angular distributions of photoelectrons. It is shown that rather dense nonhomogeneous subpicosecond electron bunch, whose initial energy distribution is narrow enough, tends to disintegrate into two separate bunches due to Coulomb repulsion when traveling in the streak tube from the emitter to the screen. Spatial and temporal broadening of electron bunches generated from the photocathode under the 60 fs incident laser pulses irradiation is studied as a function of initial current density and energy spread of photoelectrons.