

## ЭЛЕКТРОННЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПАКЕТЫ В ВАКУУМНЫХ ФОТОПРИЕМНИКАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ НАБЛЮДЕНИЯ

*В.П.Быков, А.М.Прохоров, В.О.Турин, С.Л.Чин*

*Институт общей физики РАН  
117333 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 февраля 1996 г.

Исследовано движение электронного волнового пакета в межэлектродном пространстве вакуумного фотоприемника. Показано, что размеры такого пакета порядка одного микрона и сравнимы с оптической длиной волны. При взаимодействии с мощным лазерным импульсом пакет рассеивает значительное число фотонов и отклоняется от своей начальной траектории. Оба этих эффекта могут быть использованы для определения параметров электронного волнового пакета.

PACS 42.79.Pw, 07.62.+s

В [1-3] обсуждается образование дискретных электронных волновых пакетов в вакуумных фотодетекторах, в которых фотокатод возбуждается плавным высококогерентным цугом лазерного излучения. При этом выяснена важная роль межэлектродного кулоновского взаимодействия. Эта роль двояка. С одной стороны, кулоновское поле электронов фокусирует отдельные электронные пакеты, с другой – оно эти пакеты отталкивает друг от друга, то есть дефокусирует систему пакетов в целом. Совокупность этих двух эффектов объясняет таким образом появление дискретности в фотоотчетах при плавном исходном возбуждении фотокатода длинным когерентным цугом лазерного излучения.

В данной работе обсуждается возможность наблюдения и экспериментального определения параметров электронных волновых пакетов, пролетающих в межэлектродном пространстве вакуумных фотоприемников и вызывающих всплеск тока в их внешней цепи (фотоотсчеты). Подобные волновые пакеты должны быть обязательно сосредоточенными, иными словами, пространственно локализованными, так как только локализованные пакеты могут дать острый всплеск тока во внешней цепи фотоприемника (фотоотсчет). Обычно при теоретическом описании фотоотчетов электрон в межэлектродном пространстве вакуумного фотодетектора рассматривается как классическая точечная частица. Однако, как показано ниже, имеется нижняя оценка размеров волнового пакета, означающая, что эти размеры достаточно большие, сравнимые с оптической длиной волны.

Одноэлектронный волновой пакет в межэлектродном пространстве фотоприемника (в случае фотоумножителя имеется в виду пространство между фотокатодом и первым динодом) можно качественно описать гауссовой волновой функцией [4, 5]

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = C(t) \exp \left[ -(\vec{\rho}, F \vec{\rho}) + \frac{i}{\hbar} (p_0(t) \vec{\rho} + \Phi(t)) \right], \quad (1)$$

где

$$\vec{\rho} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t);$$

$r_0(t)$  – радиус-вектор центра волнового пакета совместно с  $p_0(t)$  подчиняется классическим гамильтоновым уравнениям

$$\dot{r} = p_0/m, \quad \dot{p} = E(r_0).$$

При однородном поле  $E = U/l$ , где  $U$  – разность потенциалов фотокатода и анода и  $l$  – расстояние между ними, из этих уравнений следует

$$l = eUt^2/2m, \quad (2)$$

если начальная скорость пакета равна нулю и  $t$  – время пролета электрона между электродами.

Матрица  $F(t)$  размерностью  $3 \times 3$  подчиняется матричному уравнению типа Рикатти

$$i\hbar \dot{F} = \frac{2\hbar^2}{m} F^2 + P, \quad (3)$$

где  $P$  – матрица фокусировки, элементы которой равны  $-(1/2)(\partial E_i/\partial x_j)$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ). Вещественная часть матрицы  $F(t)$  определяет размеры гауссова волнового пакета, мнимая часть – распределение скоростей в пакете.

В рассматриваемом случае задача упрощается, поскольку электрическое поле можно приближенно считать однородным, и тогда  $P \equiv 0$ . Если в начальный момент времени  $t = 0$  матрица  $F(t)$  диагональна, то она остается таковой и во все последующие моменты времени. Именно такой случай рассматривается ниже. При этом элементы  $D$  (диагональные) матрицы  $F(t)$  подчиняются обычному уравнению Рикатти

$$i\hbar \dot{D} = \frac{2\hbar^2}{m} D^2, \quad (4)$$

которое легко интегрируется:

$$D = D_0/(1 + 2i\hbar t D_0/m). \quad (5)$$

Размер волнового пакета  $d$  связан с  $D$  соотношением

$$d = 1/\sqrt{2\text{Re}D}.$$

Полагая, что при  $t = 0$  параметр  $D = D_0 = 1/2d_0^2$  чисто веществен, и учитывая (2) и (5), получаем

$$d = \sqrt{d_0^2 + A^4/d_0^2}, \quad \text{где} \quad A = \sqrt[4]{2\hbar^2 l^2/eUm}. \quad (6)$$

Таким образом, в рассматриваемой задаче имеется характерный размер  $A$ . Типичное расстояние между катодом и анодом равно  $l = 1$  см и напряжение  $U = 100$  В (отметим, что характерный размер относительно слабо зависит от параметров устройства  $U$  и  $l$ ). Тогда

$$A \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

то есть характерный размер неожиданно велик, около одного микрона. Размеры реального электронного пакета должны быть порядка характерного размера

или больше его. В противном случае сгусток быстро расплывается и не дает резкого всплеска в цепи фотодетектора.

Так как размеры реального электронного пакета сравнимы с типичными оптическими длинами волн, то естественным способом наблюдения такого пакета является зондирование его интенсивным лазерным пучком и детектирование излучения, рассеянного им. Поэтому предположим, что на пути между фотокаатодом и анодом электронный пакет пролетает через интенсивный импульсный лазерный пучок.

Для оценки рассеиваемой энергии рассмотрим случай, когда размеры пакета много меньше длины волны. Тогда интенсивность рассеянного излучения (томсоновское рассеяние) определяется соотношением [6]

$$I = 2e^2 a^2 / 3c^3,$$

где  $a$  – ускорение пакета, равное

$$a = eE(t)/m,$$

и  $E(t)$  – напряженность поля лазерного излучения. Эта напряженность связана с энергией  $W$  лазерного импульса соотношением

$$E^2 = 4\pi W / c\tau s,$$

где  $\tau$  – длительность импульса и  $S$  – поперечное сечение пучка в месте пролета пакета. Число фотонов, рассеянных электронным пакетом, равно

$$N = \frac{\tau I}{\hbar\omega} = \frac{4\alpha^2 \hbar \lambda W}{3m^2 c^3 s}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры ( $\approx 1/137$ ) и  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения.

Известно, что в настоящее время интенсивность сфокусированного лазерного излучения достигает  $I_0 = 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса около  $10^{-12}$  с, то есть  $W/s = \tau I_0 = 10^{16}$  эрг/см<sup>2</sup>. Оценка в соответствии с (7) показывает, что один электронный волновой пакет рассеивает  $N \approx 4 \cdot 10^3$  фотонов. Эта величина достаточно велика и, следовательно, рассеянное излучение является чувствительным индикатором присутствия электронного волнового пакета. При размерах пакета, меньших длины волны, угловое распределение рассеянного излучения является дипольным. По мере уменьшения длины волны угловое распределение рассеянного излучения все более отличается от дипольного, и это отличие содержит информацию о размерах и форме электронного пакета. В частности, с уменьшением длины волны интенсивности рассеяния вдоль лазерного луча и перпендикулярно к нему все более различаются.

Оценим давление, оказываемое лазерным импульсом на электронный пакет. Так как фотоны рассеиваются электронным пакетом в равной мере вперед и назад вдоль лазерного луча, то можно считать, что они в среднем останавливаются и передают свой импульс электронному пакету. Поскольку каждый фотон несет импульс  $\hbar\omega/c$ , то составляющая скорости электронного пакета вдоль лазерного луча после взаимодействия с ним оказывается равной

$$V = \frac{N\hbar\omega}{mc} = \frac{8\pi\alpha^2 \hbar^2 W}{3m^3 c^3 s}. \quad (8)$$

Подставляя сюда приведенное выше значение  $W/s$ , получим

$$V \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см/с,}$$

то есть составляющая скорости пакета вдоль лазерного луча сравнима с его начальной скоростью. Следовательно, пакет отклоняется от своего начального направления движения на угол порядка единиц радиан. Это отклонение, как и рассеянный свет, может быть индикатором прохождения волнового пакета через детектор. По мере того, как длина волны лазерного излучения уменьшается и делается сравнимой или даже меньше размеров пакета, фотоны все больше рассеиваются вперед и отклонение пакета уменьшается. Это уменьшение позволяет оценить размеры волнового пакета.

Таким образом показано, что электронный волновой пакет, вызывающий всплеск тока в цепи фотоприемника (фотоотсчет), имеет сравнительно большие размеры, порядка нескольких микрон. Оценка показывает также, что наблюдение такого пакета возможно посредством зондирования его мощным импульсом лазерного излучения и измерения при этом рассеянного излучения и отклонения траектории пакета от начального направления. Следовательно, современная лазерная физика позволяет наблюдать не только отдельные атомы, но и отдельные электроны.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований. Авторы признательны Г.А.Ляхову за замечания.

- 
1. В.П.Быков, А.В.Герасимов, ДАН **328**(1), 50 (1993).
  2. В.П.Быков, А.В.Герасимов, В.О.Турин, УФН **105**(8), 955 (1995).
  3. V.P.Bykov, A.V.Gerasimov, and V.O.Turin, *Laser Physics* **5**(4), 841 (1995).
  4. E.Heller, *J. Chem. Phys.* **62**(4), 1544 (1975).
  5. V.P.Bykov, *J. Sov. Laser Res.* **12**(1), 38 (1991).
  6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, М.: Наука, 1973.