

## ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ДИПОЛЬНОЙ СИЛОЙ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

В.С.Летохов

Институт спектроскопии РАН  
142092 Троицк Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 1995 г.

Рассматривается возможность фокусировки пучка электронов низкой энергии в область с размером  $10-100 \text{ \AA}$  под действием дипольной силы пространственно-неоднородного поля моды  $\text{TEM}_{01}^*$  (полый гауссовый луч) лазера ультракоротких импульсов. На основе этого эффекта предлагается электронная сканирующая микроскопия на электронах низкой энергии, чувствительная к атомно-молекулярной структуре поверхности.

Известно, что в электромагнитном поле  $E(\mathbf{r}) \cos(\omega t)$  на частицу действует дипольная (градиентная) сила

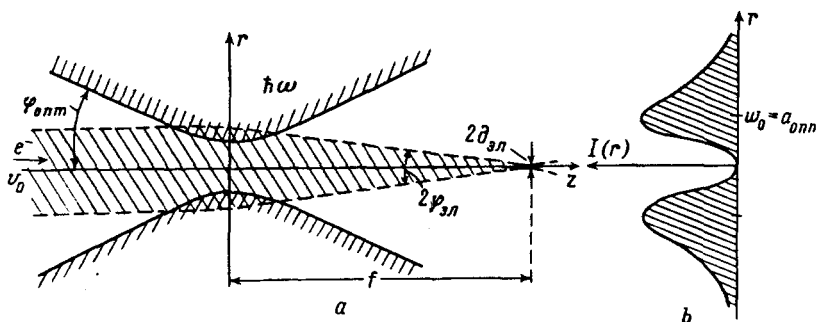
$$F_{\text{дип}} \approx \alpha \nabla(E^2)_{\text{ср}}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – поляризуемость частицы,  $(E^2)_{\text{ср}}$  – усредненный по периоду осцилляций квадрат амплитуды поля или  $(E^2)_{\text{ср}} = I/8\pi c$ , где  $I$  – интенсивность излучения. Использование такой силы для ускорения заряженных частиц радиоволнами было рассмотрено еще в 50-х годах [1], а для изменения концентрации нейтральных частиц, ведущей к самофокусировке светового луча, еще в 60-х годах [2]. В последние годы дипольная резонансная сила, действующая на атом в лазерных лучах умеренной интенсивности, успешно используется в атомной оптике (фокусировка, отражение атомов и т.д.) (см. [3]). В настоящей работе рассматривается возможность использования дипольной силы, действующей на свободный электрон в пространственно-неоднородном лазерном поле высокой интенсивности не для ускорения, а для фокусировки пучка электронов низкой энергии (эВ-кэВ). Размер фокального пятна может достигать десятка  $\text{ \AA}$ . Это может быть использовано в электронной сканирующей микроскопии, управляемой лазерным излучением, которая из-за низкой энергии электронов будет чувствительна к атомно-молекулярной структуре исследуемой поверхности.

Поляризуемость свободного электрона в световом поле частоты  $\omega$  описывается выражением

$$\alpha = -\frac{e^2}{m\omega^2}. \quad (2)$$

В соответствии с (1) и (2), электрон выталкивается из области сильного поля в область низкой интенсивности. Это можно использовать для изменения траектории движения электрона и при соответствующей (квадратичной) зависимости  $E(\mathbf{r})$  от радиального смещения  $r$  – для фокусировки электронного пучка. Для этой цели вполне пригодна, например, поперечная лазерная мода  $\text{TEM}_{01}^*$ , которая вблизи оси распространения луча имеет квадратичную зависимость интенсивности от координаты и минимум интенсивности на оси луча [4] (см. рисунок):



Конфигурация лазерного поля при фокусировке электронного пучка: а – расположение лазерного луча и электронного пучка; б – поперечный профиль интенсивности лазерного поля моды  $TEM_{01}^*$

$$I(r, z) = 4I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \frac{2r^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right), \quad (3)$$

где  $w_0$  – радиус перетяжки лазерного луча в плоскости  $z = 0$ ,  $w(z) = w_0(1 + z^2/z_R^2)^{1/2}$  – радиус перетяжки луча в плоскости  $z$ ,  $z_R = (\pi/\lambda)w_0^2$ ,  $w_0$  – релеевская длина,  $I_0 = P_0/2\pi w_0^2$  – интенсивность излучения,  $P_0$  – мощность излучения. Именно такая конфигурация поля рассматривалась для острой фокусировки атомного пучка лазерным излучением в [5].

Не вдаваясь в детали точного расчета, которые будут опубликованы отдельно, в приближении параксиальной электронной оптики ( $r/w \ll 1$ ), то есть вблизи оси луча, можно оценить изменение скорости электрона в поперечном направлении при пересечении области лазерного поля с половинной интенсивностью:

$$\Delta v_r \approx \frac{e\lambda}{mc} \left(2\frac{I_0}{c}\right)^{1/2} \ll v_0, \quad (4)$$

где  $v_0$  – скорость электрона в продольном направлении. Здесь предполагается, что световое поле действует в течение всего времени пролета электрона через область фокуса  $\tau_{вз}$ , то есть длительность лазерного импульса  $\tau_{имп} \gg \tau_{вз} = (2\lambda_{опт}/\sin \varphi_{опт})/v_0$ .

Апертурный угол фокусируемого электронного пучка  $2\varphi_{эл}$  связан с апертурным углом сфокусированного лазерного импульса  $2\varphi_{опт}$  простым соотношением:

$$\sin \varphi_{опт} \sin \varphi_{эл} \approx \left(l_{кл} \frac{2\lambda^2 I_0}{\pi E_{кин} c}\right) \quad (5)$$

или

$$\sin \varphi_{эл} \approx \left(\frac{4l_{кл} P_0}{\pi^2 E_{кин} c}\right) \sin \varphi_{опт} = K \sin \varphi_{опт}, \quad (6)$$

где  $E_{кин} = mv_0^2/2$  – кинетическая энергия электрона,  $l_{кл} = e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона. Соответственно, диаметр пятна фокусировки электронного пучка  $2a_{эл}$  связан с диаметром фокусировки лазерного луча  $2a_{опт} = 2w_0$  столь же простым соотношением:

$$a_{\text{эл}} = a_{\text{опт}} \left( \frac{\lambda_{\text{дВг}}}{\lambda} \right) \frac{1}{K}, \quad (7)$$

где  $\lambda_{\text{дВг}} = 2\pi\hbar/mv_0$  - длина волны де Бройля электрона.

Рассмотрим случай фокусировки электронов с энергией  $E_{\text{кин}} = 100 \text{ эВ}$  ( $v_0 = 5,9 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ ,  $\lambda_{\text{дВг}} = 1,2 \text{ \AA}$ ) излучением на  $\lambda = 10 \text{ мк}$  интенсивностью в фокусе  $I_0 = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . В этом случае коэффициент  $K$  в (6) равен  $K = 0,12$ , и, например, при  $\sin\varphi_{\text{опт}} = 0,3 - 0,5$  электронный пучок может быть сфокусирован в пятно с радиусом  $a_{\text{эл}} \simeq 10 - 15 \text{ \AA}$ . Время пролета электрона через область фокусировки  $\tau_{\text{вз}} \simeq 5 \text{ пс}$ , так что для фокусировки можно использовать пикосекундные импульсы с длительностью  $100 \text{ пс}$  и энергией всего  $E_{\text{лаз}} \simeq \lambda^2 I_0 \tau_{\text{имп}} \simeq 10^{-4} \text{ Дж}$ .

Лазерная линза для электронов обладает сферической абберацией, несущественно влияющей на оценку (7), и более существенной хроматической абберацией. Последняя требует использования монохроматизированных электронов. Для того чтобы хроматические абберации не увеличивали диаметр пятна более величины (7), степень монохроматичности должна быть лучше величины

$$\frac{\Delta E_{\text{кин}}}{E_{\text{кин}}} \ll (\lambda_{\text{дВг}}/\lambda)/K. \quad (8)$$

Для рассмотренного численного примера степень монохроматизации должна быть порядка  $0,01\%$ . Таково же весьма жесткое требование к стабильности интенсивности импульса. Поэтому необходимо иметь прямоугольный импульс с минимальными фронтами ( $\tau_{\text{фр}} \simeq \tau_{\text{вз}} \ll \tau_{\text{имп}}$ ), так как на фронтах импульса положение фокальной точки будет переменным. В то же время, быстрое сканирование фокальной точки электронов вдоль оси  $z$  из-за изменения интенсивности может быть использовано для получения ультракоротких электронных импульсов.

В случае непрерывного электронного пучка возникает фон за счет несфокусированных электронов в течение интервалов  $T$  между лазерными импульсами. Отношение интенсивности в фокусе электронного пучка к фону, то есть величина контраста, определяется оценкой  $S = (a_{\text{опт}}/a_{\text{эл}})^2 (\tau_{\text{имп}}/T)$ . Для  $T = 10^{-4} \text{ с}$  и  $\tau_{\text{имп}} \simeq 10^{-10} \text{ с}$  величина  $S \simeq 100$ , то есть вполне достаточна для наблюдения электронного пятна. Отметим, что влияние рассеивающей силы пренебрежимо мало по сравнению с дипольной силой в силу соотношения  $F_{\text{дип}}/F_{\text{рас}} \simeq \lambda/4\pi^2 \cdot l_{\text{кл}} \gg 1$ .

Эффект пространственного заряда несуществен, так как предполагается, что плотность электронов не превышает одного электрона в области фокуса лазерного импульса, то есть  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а ток через эту область не превышает величины  $1 \text{ электрон}/\tau_{\text{вз}} \simeq 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

В квантовых терминах фокусировка электронов происходит за счет процессов стимулированного комптоновского рассеяния в лазерном пучке, когда фотон с волновым вектором  $k_1$  стимулированно рассеивается на электроне с образованием фотона с волновым вектором  $k_2$  в пределах углового спектра сфокусированного лазерного луча. Это аналогично стимулированному комптоновскому рассеянию на стоячей световой волне, когда фотон из одной бегущей волны стимулированно рассеивается во встречную световую волну ( $\Delta k = 2k$ ), известному как эффект Капицы-Дирака [6].

Наконец, нетрудно себе представить возможность использования рассмотренного эффекта для создания электронной сканирующей микроскопии на электронах низкой энергии с лазерной фокусировкой и пикосекундным временным разрешением. Такая модификация электронной микроскопии представляет интерес, так как электроны низкой энергии гораздо более чувствительны к атомно-молекулярной структуре поверхности образцов, а также для ультрабыстрой электронографии молекул.

- 
1. А.В.Гапонов, М.А.Миллер, ЖЭТФ **34**, 751 (1958).
  2. Г.А.Аскарьян, ЖЭТФ **42**, 1567 (1962).
  3. В.И.Балькин, В.С.Летохов, УФН **160**, 141 (1990); *Physics Today*, April, 1989, p.23.
  4. W.W.Rigrod, *Appl. Phys. Lett.*, **2**, 51 (1963).
  5. В.И.Балькин, В.С.Летохов, ЖЭТФ **94**, 140 (1988).
  6. P.L.Kapitza and P.A.M.Dirac, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29**, 297 (1933).