УДК 621.373.826:533.9

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ФОТОНОВ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИМИСЯ В ТОНКОМ КАНАЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

С. В. Буланов, Ф. Пегораро[1]

Рассмотрено формирование заряженного электронного облака с резким передним краем в следе за коротким лазерным импульсом, распространяющимся в тонком канале в веществе, препятствующем дифракционному расплыванию излучения. Рассчитаны концентрация вырываемых из стенок канала электронов, значения длин ускорения частиц и истощения энергии лазерного импульса, приращение энергии ускоренных частиц и повышение частоты лазерного излучения.

Сверхкороткие лазерные импульсы длительностью 10 – 100 *фс* и интенсивностью порядка 10^{18} $Вт/см^2$ обсуждаются в последнее время с неослабевающим интересом [1, 2]. Осцилляторная энергия электронов в поле таких импульсов достигает релятивистских значений. Напряженность электрического поля при этом превышает внутриатомное. Вещество в таком излучении оказывается практически мгновенно ионизованным, однако образующаяся плазма не успевает заметно расшириться и на первый план выступает нелинейная динамика электронной компоненты. Среди обширных приложений сверхкоротких лазерных импульсов укажем ускорение заряженных частиц [3], повышение частоты лазерного излучения [4] и создание источников мощного рентгеновского излучения [5]. Однако остается еще много трудностей, которые необходимо преодолеть на пути создания эффективного ускорителя частиц и фотонов. Эти трудности

[1]Туринский университет.

связаны как с проблемой подавления дифракционного расплывания импульса, так и с возбуждением сильных электрических полей в плазме.

Распространение лазерного излучения в тонком канале в веществе, устраняющем дифракционное расплывание, исследовалось в работах [6, 7], а в [8] было обращено внимание на образование за импульсом заряженной плазмы. Продольное электрическое поле, возбуждаемое на ее переднем фронте, движущемся с релятивистской скоростью, может быть использовано для ускорения частиц.

В настоящей статье представлены результаты исследования формирования движущегося с релятивистской скоростью заряженного электронного облака и ускорения заряженных частиц и фотонов на его фронте.

Рассмотрим распространение лазерного импульса с несущей частотой ω вдоль оси цилиндрического канала (ось z) радиусом R. Мы предполагаем, что излучение отражается от стенок канала, что означает $\omega^2 - k_z^2c^2 \ll \omega_{pe}^2$, где $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n/m_e)^{1/2}$ – ленгмюровская частота, вычисленная для концентрации электронов n в стенках канала. Для обсуждаемой задачи наибольший интерес представляет электромагнитная мода ТМ. В азимутально-симметричном случае эта мода имеет только продольную компоненту электрического поля E_z, радиальную компоненту E_r и азимутальную компоненту H_ϕ. Положим амплитуду продольной компоненты электрического поля в волне равной E_0. Частота ω зависит от волнового числа k_z: $\omega^2 = k_z^2c^2 + \kappa^2c^2$. Здесь значение κ находится из условия обращения E_z в ноль на стенках канала. Это означает $J_0(\kappa R) = 0$, что дает $\kappa \approx 2,2/R$. Здесь J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Групповая скорость излучения равна $v_g = kc^2/(k_z^2 + \kappa^2)^{1/2} \approx c(1 - \kappa^2/2k_z^2)$, в то время как фазовая скорость больше c. Мы полагаем $\kappa/k_z \ll 1$, или, что то же, $k_zR \gg 1$. Кроме того считаем, что длина импульса l_p такова, что $l_pk_x \gg 1$.

Для того, чтобы упростить описание нелинейной динамики электронов, мы, следуя подходу, развитому в [9, 10], совершим преобразование Лоренца из лабораторной системы отсчета K в систему K', движущуюся вдоль оси z с групповой скоростью v_g. В этой системе отсчета k_z и E_r' обращаются в ноль, а амплитуды составляющих E_z' и H_ϕ' волны равны E_0. В дальнейшем мы считаем электромагнитное поле заданным. Введем лагранжевы координаты r_0 и τ, связанные с эйлеровыми переменными r' и t' соотношением

$$r' = r_0 + \xi(r_0, \tau), \;\; \tau = t', \;\; v_r' = \partial\xi/\partial\tau, \tag{1}$$

где $\xi(r_0, \tau)$ – смещение электронов от начального положения r_0. Под действием электромагнитного поля электроны с начальными координатами r_0 в непосредственной близости от границы вырываются из стенок. Образующееся вследствие этого процесса радиальное электрическое поле, найденное из решения уравнения Пуассона, равно

$$E'_r(r_0, \tau) = \frac{4\pi e}{(r_0 + \xi)} \int\limits_0^{\xi(r_0,\tau)} (n'_i(r_0 + s))(r_0 + s)ds. \qquad (2)$$

Здесь $n'_i(r)$ – распределение плотности ионов в системе отсчета K'.

В пределе, когда осцилляторный радиус электронов $r_E = eE_0\gamma/m\omega^2$ превышает размер неоднородности плазмы, часть электронов вырывается из стенок канала, при этом происходит опрокидывание электронных потоков и стохастизация движения частиц. Это явление получило название "вакуумного нагрева" электронов [11]. Для того, чтобы описать этот процесс в случае тонкого цилиндрического канала, мы зададим распределение плотности ионов в (2) в виде: $n'_i = 0$ при $r' < R$ и $n'_i = n'_0$ при $r' > R$. Подставляя эту зависимость в (2), получим при $(r_0 + \xi) < R$ для электрического поля внутри канала $E'_r(r_0, \tau) = 2\pi en'_0(R^2 - r_0^2)/(r_0 + \xi)$. Уравнения гидродинамики электронной компоненты, записанные в лагранжевых координатах, имеют интеграл энергии:

$$m_ec^2\left(1 - \beta^2 - \left(\left(\frac{\partial\xi}{\partial\tau}\right)\frac{1}{c}\right)^2\right)^{-1/2} +$$
$$+ 2\pi e^2 n'_0\left(\frac{R^2 - r_0^2}{2} + r_0^2 \ln\frac{r_0}{R} + (R^2 - r_0^2)\ln\frac{r_0 + \xi}{R}\right) = \text{const}. \qquad (3)$$

Электроны движутся по радиусу с уменьшающейся скоростью и останавливаются на расстоянии r'_{min} от оси канала. Это расстояние равно

$$r'_{min} = R\exp\left(-\frac{v_0'^2\gamma^2}{\omega_{pe}^2(r_0^2 - R^2)} - \frac{1}{2} + \frac{r_0^2}{r_0^2 - R^2}\ln\frac{r_0}{R}\right). \qquad (4)$$

Здесь $\beta = v_g/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, v'_0 – начальная скорость электрона, которая зависит от координаты r_0.

В нерелятивистском приближении, которое, очевидно, справедливо вблизи точки остановки, уравнение (3) может быть записано в виде

$$\frac{\partial\xi}{\partial\tau} = -\left(\omega_{pe}^2(1 - \beta^2)(r_0^2 - R^2)\ln\frac{r_0 + \xi}{r'_{min}}\right)^{1/2}. \qquad (5)$$

Решение этого уравнения

$$\left(\ln\frac{r_0+\xi}{r'_{min}}\right)^{1/2}\mathcal{M}\left(\frac{1}{2},\frac{3}{2};\ln\frac{r_0+\xi}{r'_{min}}\right)=\frac{\omega_{pe}(r_0^2-R^2)^{1/2}}{2\gamma r'_{min}}(\tau-\tau_{min}) \tag{6}$$

выражается через вырожденные гипергеометрические функции $\mathcal{M}(a,b;x)$. Время

$$\tau_{min}=\frac{2\gamma r'_{min}}{\omega_{pe}(r_0^2-R^2)^{1/2}}\left(\ln\frac{R}{r'_{min}}\right)^{1/2}\mathcal{M}\left(\frac{1}{2},\frac{3}{2};\ln\frac{R}{r'_{min}}\right) \tag{7}$$

равно времени, в течение которого электрон достигает радиуса r'_{min}. Из (6) следует, что в окрестности оси канала при $r'\approx r'_{min}$ и $\tau\approx\tau'_{min}$ $r_0^2\approx R^2+\gamma^2 v_0'^2/(\omega_{pe}^2\ln(R/r'))$. Вычисляя якобиан преобразования от эйлеровых к лагранжевым переменным, $|\,\partial r_0^2/\partial r'^2\,|$, получим распределение по радиусу плотности электронов внутри канала при $\tau\approx\tau'_{min}$:

$$n'_e=n'_0\frac{2v_0'^2\gamma^2}{\omega_{pe}^2 r_{min}'^2(\ln(R/r'))^2}. \tag{8}$$

Распределение плотности имеет особенность при $r'\to 0$, но полное число электронов в канале конечно. Средняя по сечению канала концентрация электронов в системе отсчета K равна $<n_e>\approx n_0 2v_0^2/\omega_{pe}^2R^2$. Это соотношение отвечает равенству средней потенциальной энергии электростатического поля средней кинетической энергии электронов в канале. Отсюда следует оценка длины потерь энергии лазерного импульса: $l_{dep}\approx l_p(k_zR/a)2$, где $a=eE_0\gamma/m_e\omega c$ – безразмерное отношение.

Характерное значение электростатического потенциала в канале может быть оценено как $\phi\approx m_ec^2a^2/2e$; напряженность электрического поля на фронте электронного облака $E_{\|}\approx\phi/l_{\|}$, где размер неоднородности $l_{\|}$ порядка $\tau_{min}v_g$. Аналогично тому, как это было сделано в [7], можно показать, что приращение энергии частицы в ультрарелятивистском пределе равно

$$\Delta\mathcal{E}\approx eE_{\|}l_{acc}\approx eE_{\|}\frac{l_{\|}}{1-\beta}\approx eE_{\|}l_{\|}(k_zR)^2. \tag{9}$$

Длина ускорения l_{acc} в $(k_zR)^2\gg 1$ раз превышает размер неоднородности $l_{\|}$; энергия быстрых частиц в такое же отношение больше, чем энергия частиц в электронном облаке.

Обратимся теперь к задаче ускорения фотонов в канале, поскольку здесь электронное облако играет роль движущегося с релятивистской скоростью зеркала. Используем подход, развитый в [12]. Дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω_1 и z-компоненту волнового вектора k_1 волнового пакета, который взаимодействует с электронным облаком (концентрация электронов равна $<n_e>$) в канале, таково: $\omega_1^2=k_1^2c^2+\kappa^2c^2+\Omega^2$.

Здесь $\Omega = (4\pi e^2 < n_e > /m_e)^{1/2}$ – плазменная частота в облаке, которое движется со скоростью v_g. В приближении геометрической оптики уравнения движения волнового пакета имеют гамильтонов вид с гамильтонианом

$$\mathcal{H}(k_1, z) = ((k_1^2 c^2 + \kappa^2 c^2 + \Omega^2)^{1/2} - k_1 v_g)/l_{\|}. \tag{10}$$

Эта величина сохраняется вдоль траектории пакета. Величина повышения частоты максимальна для пакета с отрицательным волновым числом k_1' в системе отсчета K'. Это означает, что в системе отсчета K выполнено неравенство $k_1 < \omega_1 v_g/c^2$. В этом случае волновой пакет отстает от электронного облака, поскольку в начальной фазе его групповая скорость меньше v_g. Затем пакет отражается от области повышенной концентрации в движущемся облаке, если $(\Omega_{max}^2 + \kappa^2 c^2)^{1/2} > \omega_1' \approx \kappa^2 c^2/\omega_1$. В пределе $k_1^2 \gg \kappa^2$ из условия $\mathcal{H} = \mathrm{const}$ следует конечное значение частоты пакета

$$\omega_2 \approx \frac{\kappa^2 c^2}{\omega_1(1 - \beta^2)} \approx \frac{\omega^2}{\omega_1}, \tag{11}$$

где ω – несущая частота лазерного импульса, порождающего электронное облако в канале. Видно, что для достаточно малых ω_1, таких, что $\omega_1 \ll \omega$, значение ω_2 может превышать как ω_1, так и ω. Характерная длина ускорения фотонов порядка длины ускорения заряженных частиц, $l_{acc} = l_{\|}/(1 - \beta)$.

Работа была частично выполнена во время пребывания одного из авторов (С. В. Б.) в Туринском университете. Авторы признательны итальянскому министерству науки (MURST), итальянскому комитету по науке (CNR), Ассоциации развития науки и технологии Пьемонта и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант N 94–02–16922) за поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Лютер-Дэвис Б. и др., Квантовая электроника, **19**, 317 (1992).
[2] Watteau J. P. et al., Phys. Fluids B, **4**, 2217 (1992).
[3] Tajima T. and Dawson J., Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979).
[4] Wilks S. et al., Phys. Rev. Lett., **62**, 2600 (1989).
[5] Kmetec J. D. et al., Phys. Rev. Lett., **68**, 1527 (1992).
[6] Tajima T., Laser and Particle Beams, **3**, 351 (1985).
[7] Meerson B. and Tajima T., Optics Communications, **86**, 283 (1991).
[8] Аскарьян Г. А., Письма в ЖЭТФ, **52**, 943 (1990).

[9] B o u r d i e r A., Phys. Fluids, **26**, 1804 (1983).
[10] B u l a n o v S. V., N a u m o v a N. M. and P e g o r a r o F., Physics of Plasmas, **1**, 745 (1994).
[11] B r u n e l F., Phys. Rev. Lett., **59**, 52 (1987).
[12] B u l a n o v S. V., K i r s a n o v V. I., P e g o r a r o F. and S a k h a r o v A. S., Laser Physics, **3**, 1078 (1993).

Институт общей физики РАН **Поступила в редакцию 6 апреля 1994 г.**