

ПОВЫШЕНИЕ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ВОЛНАМИ

С. В. Буланов, И. Н. Иновенков*, В. И. Кирсанов,
Н. М. Наумова, А. С. Сахаров

При возбуждении нелинейных плазменных волн лазерными импульсами или сгустками релятивистских электронов формируются резкие скачки электронной концентрации, распространяющиеся с фазовой скоростью, близкой к скорости света. От этих скачков возможно отражение электромагнитного излучения, в результате которого его частота и интенсивность увеличиваются.

Одним из приложений релятивистских (распространяющихся с фазовой скоростью v_{ph} , близкой к скорости света c) плазменных волн является их использование для ускорения заряженных частиц /1, 2/. Другое направление связано с возможностью изменять параметры электромагнитного излучения при его взаимодействии с такими волнами, в частности, представляет интерес повышение частоты лазерного излучения. В /3/ обсуждается повышение частоты лазерного импульса в случае, когда его групповая скорость v_g и фазовая скорость плазменной волны v_{ph} направлены в одну сторону. Для противоположных направлений v_g и v_{ph} взаимодействие между лазерным излучением и неоднородностями концентрации электронов в слабонелинейных плазменных волнах менее эффективно, однако позволяет получить уже в одном акте отражения существенное повышение частоты. Ниже показано, что заметное отражение осуществляется от резких скачков концентрации электронов в опрокидывающихся нелинейных плазменных волнах, у которых максимальная скорость электронов v_E^{max} равна или больше v_{ph} . Рассматривается взаимодействие только с одним из скачков, поскольку при возбуждении кильватерных волн вследствие изменения энергии лазерного импульса или сгустка электронов, а также влияния неоднородности плазмы, опрокидывание наступает не одновременно во всех максимумах. Предполагая слабость неоднородности невозмущенной плазмы и медленность истощения источника кильватерной волны, мы ограничимся стационарным случаем.

В релятивистски сильной стационарной плазменной волне зависимость осцилляторной скорости v_E от координаты $\xi = x - v_{ph} t$ дается формулой /4/:

* Московский государственный университет, г. Москва.

$$\int_0^{v_E/c} \frac{(\beta_{ph} - s) [(1 - s^2)(1 - \beta_{max}^2)]^{1/4}}{(1 - s^2)^{3/2} [(1 - s^2)^{1/2} - (1 - \beta_{max}^2)^{1/2}]^{1/2}} ds = 2^{1/2} k_p \xi, \quad (1)$$

где $\beta_{max} = v_E^{max}/c$, $k_p = \omega_p/c$, $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$ — ленгмюровская частота. Вблизи опрокидывания $\beta_{max} \simeq \beta_{ph} \equiv v_{ph}/c$ и $s \simeq \beta_{ph} - \delta$, $\delta \ll 1$. При $\delta \rightarrow 0$ здесь формируется острый максимум концентрации электронов $n(\xi)$; скорость $v_E(\xi)$ равна

$$v_E(\xi) \simeq v_{ph} [1 - (3k_p \xi/2^{1/2})^{2/3}/\gamma_{ph}], \quad (2)$$

а концентрация $n(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0$ стремится к бесконечности

$$n(\xi) = n_0 v_{ph} / (v_{ph} - v_E) \simeq n_0 \gamma_{ph} (3k_p \xi/2^{1/2})^{-2/3}, \quad (3)$$

где $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$.

Взаимодействие электромагнитной волны, задаваемой z-компонентой вектор-потенциала $A(x, y, t)$, с плазменной волной описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + \frac{4\pi e^2 n(\xi)}{m_e \gamma} A = 0, \quad (4)$$

где релятивистский фактор электронов γ вблизи максимума $n(\xi)$ равен γ_{ph} .

В сопутствующей системе отсчета, где координаты и время заданы соотношениями $\xi' \equiv \zeta = (x - v_{ph} t)\gamma_{ph}$, $y' = y$, $t' = (t - \beta_{ph} x/c)\gamma_{ph}$, представим электромагнитное поле в виде

$$A = [A_1 \exp(-ik' \zeta) + a(\zeta)] \exp[-i(\omega' t' - k'_y y')],$$

где A_1 — амплитуда падающей волны, $a(\zeta)$ — отраженной, $\omega' = (\omega_1 - k_x v_{ph})\gamma_{ph}$, $k' = (-k_x + \omega_1 v_{ph}/c^2)\gamma_{ph}$, $k'_y = k_y$. Здесь ω_1 и k_x, k_y — соответственно частота и компоненты волнового вектора падающей волны в лабораторной системе отсчета ($k_x < 0$). Из (4) для $a(\zeta)$ следует уравнение

$$d^2 a/d\zeta^2 - q^2 a = - (g/\zeta^{2/3}) [a + A_1 \exp(-ik' \zeta)], \quad (5)$$

где $q^2 = k_y^2 - (\omega'/c)^2$, $g = (2/9)^{1/3} (k_p^2 \gamma_{ph})^{2/3}$.

Положим $\omega_1 \gg \omega_p$, учтем малость отношения k_p/k_x и интегрируемость в нуле правой части (5). Тогда поле отраженной волны имеет вид:

$$a = [i^{4/3} g/q(q+k')^{1/3}] \Gamma(2/3) A_1 \exp(iq\zeta), \quad (6)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Возвращаясь в исходную систему отсчета, получим, что для нормального падения ($k_y = 0$) частота отраженной волны равна $4\omega_1 \gamma_{ph}^2$ в соответствии с известными формулами, а электрическое поле в отраженной волне возрастает в $(k_p \gamma_{ph} / k_x)^{4/3} \cdot 2 \cdot 3^{-2/3} \cdot \Gamma(2/3)$ раз. При этом длина отраженного импульса сжимается в $4\gamma_{ph}^2$ раз по отношению к падающему.

Если плазменная волна возбуждается сгустком релятивистских электронов с энергией $\gamma_b m_e c^2$, то $\gamma_{ph} = \gamma_b \gg 1/2$. В случае возбуждения нелинейной плазменной волны коротким импульсом мощного лазерного излучения с несущей частотой $\omega_0 > \omega_1 \gg \omega_p$ релятивистский фактор определяется отношением частот $\gamma_{ph} = \omega_0 / \omega_p \gg 1/5$. В этом случае интенсивность отраженной волны увеличивается в отношении порядка $(\omega_0 / \omega_1)^{8/3}$.

Таким образом, при отражении электромагнитного излучения от быстрой ленгмюровской волны, близкой к опрокидыванию, повышение частоты может сопровождаться достаточно эффективным преобразованием по энергии. Опрокидывающиеся кильватерные плазменные волны могут генерироваться лазерным импульсом с амплитудой вектор-потенциала большей, чем $2m_e c^2 \gamma_{ph}^{1/2} / e$ /6/, а также в неоднородной плазме /7/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tajima T., Dawson J. M. Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979).
2. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, **13**, 607 (1987).
3. Wilks S. et al. Phys. Rev. Lett., **62**, 2600 (1989).
4. Ахизер А. И. и др. Электродинамика плазмы. М., Наука, 1974.
5. Буланов С. В., Кирсанов В. И., Сахаров А. С. Письма в ЖЭТФ, **50**, 176 (1989).
6. Буланов С. В. и др. Препринт ИОФАН № 86, М., 1990.
7. Буланов С. В. и др. Физика плазмы, **16**, 769 (1990).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 19 марта 1991 г.