ЭФФЕКТЫ РАССЕЯНИЯ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

С. Г. ОГАНЕСЯН

Рассмотрен эффект вынужденного комптоновского рассеяния на релятивистских электронах с учетом поляризации падающего и рассеянного излучений. Для волны круговой поляризации, вращение круга которой совпадает с вращением круга волны накачки, получен коэффициент усиления. В случае волны накачки линейной поляризации возможна генерация нечетных гармоник. В частных случаях получена зависимость показателя преломления сильной волны от ее интенсивности.

В последнее время значительный интерес проявляется к явлению вынужденного комптоновского рассеяния в связи с возможностью использования его для генерации в области коротких длин волн. Идея комптон-лазера принадлежит Пантелю и др., которые в работе [1] вычислили коэффициент усиления на основе соотношений баланса.

В настоящей работе построена точная теория комптон-лазера. На основе этой теории вычислен коэффициент усиления и подтвержден результат Пантеля. Одновременно вычислены коэффициенты усиления для поляризованных волн. Развитая техника позволила определить показатель преломления сильной волны и интенсивности генерации нечетных гармоник в бесстолкновительной плазме.

Пусть плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси z через монохроматический пучок электронов с начальными скоростями v_{0z} . В качестве исходной замкнутой самосогласованной системы уравнений примем уравнение Максвелла и уравнение для функции распределения

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = e \int f \mathbf{v} d^3 p. \quad (3)$$

Для получения вынужденного рассеяния на частоте $\omega_2 = \omega_1 \times \left(1 + \frac{v_{0z}}{c}\right) / \left(1 - \frac{v_{0z}}{c}\right)$ представим векторный потенциал $\mathbf{A}$ в виде двух полей: сильного, поляризованного по кругу, с проекциями $A_x = A_1 \sin(\omega_1 t - k_1 z)$, $A_y = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z)$, и слабого, распространяющегося в обратном направлении, поляризованного по эллипсу с проекциями $F_x = A_{2x} \sin(\omega_2 t + k_2 z)$, $F_y = A_{2y} \cos(\omega_2 t + k_2 z)$. При таком предположении характеристические уравнения для (2) решаем точно по сильной волне и в первом приближении по слабой волне для случая, когда начальная функция распределения, нормированная на плотность электронов ρ_0 , имеет вид

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \rho_0 \delta(p_{0x}) \delta(p_{0y}) \delta(p_{0z} + p'_{0z}). \quad (4)$$

Вычислив токи на частоте ω_2 , находим показатели преломления для правого и левого кругов слабой волны

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_2^2} \frac{mc^2}{E_1} \left[1 + \frac{1}{2} \xi_1^2 \left(\frac{mc^2}{E_1} \right)^2 \frac{c^2 (k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 + \omega_2)^2}{[\omega_1 + \omega_2 - v_{1z} (k_1 - k_2)]^2} \right], \quad (5)$$

$$n_{\mp}^2 = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_2^2} \frac{mc^2}{E_1} \left[1 + \frac{1}{2} \xi_1^2 \left(\frac{mc^2}{E_1} \right)^2 \frac{c^2 (k_1 + k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2}{[\omega_1 - \omega_2 - v_{1z} (k_1 + k_2)]^2} \right], \quad (6)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 \rho_0}{m}}$ — ленгмюровская частота плазмы, $\xi^2 = \left(\frac{eA_1}{mc^2} \right)^2$ — безразмерный параметр интенсивности. Учет модуляции плотности электронов в волне привел к появлению квадрата в знаменателе второго слагаемого в квадратных скобках.

Коэффициент усиления левого круга получаем, выделяя в показателе преломления (6) мнимую часть и усредняя по начальному разбросу $g(E_0)$ электронов по энергиям,

$$\Gamma = \frac{1}{2} r_0^2 \lambda_1 \lambda_2^2 E_0 h \omega_2 \rho_0 \varphi \frac{dg}{dE_0}, \quad (7)$$

где $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ — классический радиус электрона, $\varphi = \frac{A_1^2 \omega_1^2}{4\pi \omega_1^2}$ — плотность фотонов, λ_1, λ_2 — длины волн. Численные оценки в частном случае гауссовского распределения можно найти в работе [1] и обзоре [2].

Различие в показателях преломления правого и левого кругов приводит к вращению осей эллипса слабой волны. В случае сильной волны линейной поляризации получаем точно такой же коэффициент усиления, причем усиливается только волна, поляризация которой совпадает с поляризацией сильной волны. Указанные поляризационные эффекты можно получить непосредственно из стоксовых параметров при рассмотрении спонтанного рассеяния на одном электроне [3].

Исходная система уравнений (1)–(3) позволяет точно вычислить показатель преломления сильной волны круговой поляризации, уравнение для которого имеет вид

$$\begin{aligned} n^4 - 2n^3 \frac{v_{0z}}{c} + n^2 \left[2 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sqrt{1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2}} + \xi^2 \left(1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2} \right) \right] + \\ + 2n \frac{v_{0z}}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sqrt{1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2}} \right] - 1 - \xi^2 \left(1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2} \right) + \frac{\omega^4}{\omega^4} \left(1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Простые результаты получаем в двух интересных частных случаях. Если электроны до прихода волны покоятся (холодная плазма), то

$$n^2 = \left(1 + \frac{1}{2} \xi^2 \right) \sqrt{1 + \frac{\xi^2}{\left(1 + \frac{1}{2} \xi^2 \right)^2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \xi^2}. \quad (9)$$

При любых значениях параметра $\frac{\omega_p}{\omega}$ с увеличением ξ величина n^2 монотонно стремится к единице (сильная волна не чувствует плазмы).

Для случая, когда начальная скорость v_{0z} такова, что электроны, войдя в волну, останавливаются, $p_z = 0$, имеем

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}}, \quad (10)$$

что совпадает с результатом [4].

Действуя аналогичным образом, в случае сильной волны линейной поляризации ($A_x = A \sin(\omega t - kz)$) для тока получаем выражение в виде разложения в ряд по малому параметру $(n^2 - 1)\xi^2$:

$$j_x = -e\rho_0 c \frac{eA \sin(\omega t - kz)}{E_0 + \frac{1}{4} \frac{(eA)^2}{E_0 \left(1 - n \frac{v_{0z}}{c}\right)}} - \frac{1}{2} e\rho_0 c \xi^3 (n^2 - 1) \times \\ \times \frac{1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2}}{\left(1 - n \frac{v_{0z}}{c}\right)^2} \sin^3(\omega t - kz) + \frac{3}{8} e\rho_0 c \xi^5 (n^2 - 1)^3 \times \\ \times \frac{\left(1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2}\right)^2}{\left(1 - n \frac{v_{0z}}{c}\right)^4} \sin^5(\omega t - kz). \quad (11)$$

Первое слагаемое дает показатель преломления

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\sqrt{1 - \frac{v_{0z}^2}{c^2}}}{1 + \frac{1}{4} \xi^2 \left(1 + \frac{v_{0z}}{c}\right)^{1/2}}. \quad (12)$$

Подставляя второе слагаемое в уравнение Максвелла, находим амплитуду 3-ей гармоники. Коэффициент преобразования, определяемый как отношение потока 3-ей гармоники к падающему потоку, равен

$$\gamma = \frac{\pi^2}{16} r_0^2 \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 (n^2 - 1)^3 \xi^4 \frac{\sin^2 \frac{q-3k}{2} z}{\left(\frac{q-3k}{2}\right)^2}, \quad (13)$$

где $q = n(3\omega) \frac{3\omega}{c}$, $k = n(\omega) \frac{\omega}{c}$, $v_{0z} = 0$ (холодная плазма).

Длина когерентности есть $z_0 = \frac{3\pi}{2} \frac{c}{\omega} \frac{\omega^2}{\omega_p^2}$. На расстояниях, меньших z_0 , $\sin^2 \frac{q-3k}{2} z \sim 1$ и $\gamma = 1,3 r_0^2 \left(\frac{c}{\omega}\right)^4 \xi^4 \rho_0^2$. Аналогичным образом

рассчитываются интенсивности других гармоник. Продольные токи приводят к генерации нечетных гармоник на поверхности плазмы [5].

Выражаю глубокую благодарность В. М. Арутюняну за постановку задачи и руководство работой. В обсуждении результатов и работе над статьей принимал участие Г. К. Аветисян, которому я искренне признателен.

Ереванский государственный
университет

Поступила 27.XII.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Pantell, C. Soncini, H. E. Puthoff. IEEE J. Quantum Electr., QE-4, 905 (1968).
2. А. И. Молчанов. УФН, 106, 165 (1972).
3. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, Изд. Наука, М., 1969, стр. 367.
4. P. Kaw, J. Dawson. Phys. Fluids, 13, 472 (1970).
5. Физика высоких плотностей энергии, Изд. Мир, М., 1974, стр. 355.

ՏՐՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ս. Գ. ՆՈՎԶԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ստացված է ստիպողական կոմպտոնյան ցրման ուժեղացման գործակիցը: Դիտարկված է կենսահարմոնիկների գեներացիայի հարցը և բեկման ցուցիչի կախումը ինտենսիվությունից:

SCATTERING EFFECTS ON ELECTRON BEAMS

S. G. OGANESYAN

The gain coefficient of stimulated Compton scattering is obtained. The problem of the generation of odd harmonics and the intensity dependence of the refractive index are considered.