УСИЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Г. Н. Гестрина

Харьков

Идея использования плазмы как активной среды для усиления высокочастотных колебаний известна давно [1].

Резонансные свойства плазмы способствуют эффективному взаимодействию ее с быстрыми электронными потоками. Задачи о протекании таких потоков через плазменные слои, а также внутри сплошных волноводов, заполненных плазмой, многократно изучались в литературе. Они сводились к решению соответствующего дисперсионного уравнения, из которого устанавливалась связь между постоянной распространения и частотой излучения.

Рассмотрим также вопрос об усилении с помощью плазменных потоков дифракционного излучения, возникающего при движении заряженных частиц вблизи проводящих периодических структур.

В работах [2] и [3] двойная плоская решетка и кольцевой волновод возбуждались двумя потоками, один из которых был промодулирован по плотности. В сформулированной в работе [2] постановке задача является самосогласованной по отношению к немодулированному потоку, который играет роль активной среды, способной при известных условиях усиливать излучение, порождаемое модулированным потоком в присутствии указанных структур. При этом фазовые характеристики излучения не изменяются, а частота его совпадает с частотой модуляции.

Предположим, что потоки заполняют все свободное пространство внутри плоской структуры ($a = b$) и что щели достаточно узкие $\left(\frac{l-d}{l} \ll 1\right)$. Также потребуем, чтобы выполнялось условие

$$\frac{c}{v_0} = -m\frac{\lambda}{l}, \tag{1}$$

показывающее, что незатухающая гармоника с номером m распространяется по нормали к плоскостям решеток.

Формула (4.3) из [2] написана в предположении, что величина δ_0 определяемая согласно (5.9), является вещественной, и поэтому выражение $T_0 e^{i\alpha_0 b} - 2\alpha_0$, где T_0 находится по (2.7), не обращается в нуль [2].

Приведем более точную формулу, учитывающую и такую возможность:

$$a_m \approx -\frac{lQe^{i\alpha_0 b}R_{m0}}{4\left[2\pi i + l\,(T_0 e^{i\alpha_0 b} - 2\alpha_0)\ln\cos\frac{\pi d}{2l}\right]\left(1+\frac{m^2}{l}\varphi_m R_{mm}\right)},\ (m \neq 0) \tag{2}$$

где функции φ_s вычисляем по (2.11), R_{m0} — по (3.33), а Q — по (2.8) [2].

Для удельного потока энергии S_m получаем

$$S_m = \frac{2c\,|a_m|^2\left[\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\,\mathrm{tg}\,ak\,\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\sin k\,(b-a) - \cos k\,(b-a)\right]^2}{\pi\left[1+\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\mathrm{tg}^2\,ak\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\right]}. \tag{3}$$

В работах [2, 3] было показано, что при вещественных δ_0, далеких от нуля (например, $\delta_0 = 0{,}5$) имеет место усиление, но оно невелико. Однако в описанных системах могут наблюдаться и очень большие усиления.

Положим для двойной решетки

$$T_0 e^{i\alpha_0 b} - 2\alpha_0 = 0. \tag{4}$$

Уравнение (4) является условием возникновения резонанса в соответствующей «закрытой» системе. При $a \to b$ оно принимает вид

$$\mathrm{ctg}\, b\tilde{\alpha}_0 = 0. \tag{5}$$

Это уравнение имеет решения, если величина δ_0 является мнимой. Тогда получим

$$b\sqrt{\beta^2-k^2}\sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2\left(1-\frac{v_0}{v_0^*}\right)^2}-1} = \frac{\pi}{2}(2s+1), (s = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots). \tag{6}$$

Формула (2) показывает, что при затягивании щелей, если выполнено условие (4), каждый из коэффициентов a_m будет стремиться к конечному, отличному от нуля пределу:

$$\lim_{d\to l} a_m = \frac{(-1)^m\, ilQe^{i\alpha_0 b}}{4\pi\left(|m| - \frac{2}{l}m^2\varphi_m\right)},\ m \neq 0. \tag{7}$$

Выражение (3) для удельного потока энергии при $a \to b$ примет вид

$$\lim_{d\to l} S_m = \frac{2l^2\rho_0^2 v_0^2}{\pi c\delta_0^4\left[1+\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\mathrm{tg}^2\,bk\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\right]\left(|m|-\frac{2}{l}m^2\varphi_m\right)^2}. \tag{8}$$

Подставляя сюда (2) и (6), находим

$$\lim_{d\to l} S_m = \frac{512c\rho_0^2 b^4\left(1-\frac{l^2}{m^2\lambda^2}\right)^2}{\pi\lambda^2(2s+1)^4\left[1+\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\mathrm{tg}^2\,bk\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\right]\left(|m|-\frac{2}{l}m^2\varphi_m\right)^2}. \tag{9}$$

Чтобы добиться максимума этой величины при фиксированных параметрах ρ_0, b, l и λ, нужно, с одной стороны, положить $s = 0$, с другой, — потребовать, чтобы

$$bk\sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \pi n, \tag{10}$$

где $n \geqslant 0$ — некоторое целое число, при котором $\pi n < bk$. Очевидно, что $\frac{\omega_p}{\omega} < 1$. Если $bk < \pi$, то число n может быть лишь нулем, но тогда $\frac{\omega_p}{\omega} = 1$, т. е. получаем условие плазменного резонанса.

Таким образом, максимальное предельное значение потока энергии S_m следующее:

$$\lim_{d \to l} S_m = \frac{512 c \rho_0^2 b^4 \left(1 - \frac{l^2}{m^2\lambda^2}\right)^2 m^2}{\pi\lambda^2 \left(|m| - \frac{2}{l} m^2 \varphi_m\right)^2}. \tag{11}$$

Соответствующее выражение для скорости плазменного потока v_0^* определится, если подставить (10) в (6) при $s = 0$. Получим

$$v_0^* = -\frac{cl}{m\lambda}\left(1 - \sqrt{\frac{1 - \frac{\pi^2 n^2}{b^2 k^2}}{1 + \frac{1}{16 m^2 \frac{b^2}{l^2}\left(1 - \frac{l^2}{m^2\lambda^2}\right)}}}\right), \tag{12}$$

а при $\frac{\omega_p}{\omega} = 1$ имеем

$$v_0^* = -\frac{cl}{m\lambda}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{16 m^2 \frac{b^2}{l^2}\left(1 - \frac{l^2}{m^2\lambda^2}\right)}}}\right). \tag{13}$$

Поскольку $m < 0$, то направления скоростей модулированного и плазменного потоков совпадают.

В отсутствии плазмы поток энергии S'_m при затягивании щелей стремится к нулю. Поэтому отношение

$$K_m = \frac{S_m}{S'_m} \to \infty .$$

Чтобы наибольшее предельное значение S_m было действительно заметным, нужно, чтобы плазменный слой имел необходимую толщину, а концентрация электронов в плазме была достаточно высокой.

В заключение отметим, что все сказанное выше в равной мере справедливо и для кольцевого волновода. Условие (5) заменяется при этом эквивалентным условием

$$I_0(b\tilde{\alpha}_0) = 0. \tag{14}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. «Колебания сверхвысоких частот в плазме». Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Г. Н. Гестрина. Сб. «Радиотехника», вып. 13. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.
3. Г. Н. Гестрина. Сб. «Радиотехника», вып. 13. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.