

УДК 551.510.535

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ИСКУССТВЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ИОНОСФЕРЫ

С. М. Грач

Предложен и исследован механизм генерации электромагнитного излучения искусственной плазменной турбулентности ионосферы. Излучение возникает при рассеянии плазменных волн на сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностях концентрации плазмы. Плазменные волны и неоднородности возникают при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением (волна накачки) в результате развития тепловой параметрической неустойчивости. Широкий спектр излучения объясняется индуцированным рассеянием плазменных волн на ионах. В работе определена зависимость интенсивности излучения от его частоты и мощности волны накачки. Результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными экспериментов по наблюдению стимулированного излучения ионосферы.

1. В экспериментах по воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением было обнаружено стимулированное излучение (СИ) ионосферной плазмы [1]. Это явление заключается в том, что в спектре отраженного от ионосферы сигнала обыкновенной поляризации появляется шумовая составляющая в полосе частот около 80 кГц с интенсивностью на 60÷70 дБ ниже интенсивности волны накачки. Детальные исследования СИ [2] показали, что основная доля энергии излучения лежит в области частот $f_i - \Delta f < f < f_i$ (f_i — частота волны накачки, $\Delta f \sim 20 \div 50$ кГц), а время развития СИ до стационарного уровня совпадает с временем развития аномального ослабления отраженного сигнала (об аномальном ослаблении отраженных радиоволн см., например, [3]). По-видимому, первые указания на возможность стимулированного излучения в условиях искусственной ионосферной турбулентности имеются в работе [4]. В экспериментах [5] наблюдалось близкое к СИ явление двойной трансформации пробных волн обыкновенной поляризации на вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностях ионосферы (трансформация поперечной волны в плазменную и плазменной в поперечную).

В настоящей работе исследован механизм генерации СИ, связанный с возбуждением интенсивных плазменных волн и вытянутых неоднородностей в результате тепловой параметрической неустойчивости [6, 7]. Индуцированное рассеяние плазменных волн на ионах приводит к уширению частотного спектра в область низких частот [8-10]. Значительная часть энергии плазменных волн переходит при этом в тепло или расходуется на ускорение электронов [8-11], и только малая часть энергии трансформируется в поперечные волны на вытянутых неоднородностях и регистрируется как стимулированное излучение ионосферы. При расчете характеристик плазменной турбулентности вблизи уровня верхнего гибридного резонанса использовались результаты работ [6, 7, 12] по тепловой параметрической неустойчивости, полученные в стационарном режиме в приближении слабой турбулентности. Индуцированное рассеяние плазменных волн на ионах рассчитывалось для трехмерного

пространственного спектра плазменных волн (в отличие от одномерной задачи, рассмотренной в [8-10]). Наконец, вычисление трансформации плазменных волн в электромагнитные проводилось на основе уравнения переноса для спектральной плотности энергии излучения с учетом условий пространственного и временного синхронизма в линейном слое плазмы.

2. Пусть на неоднородный слой плазмы с $\nabla N \parallel \mathbf{H} \parallel z$ (N — электронная концентрация, \mathbf{H} — магнитное поле) падает электромагнитная волна обыкновенной поляризации с частотой ω_i и волновым вектором $\mathbf{k}_i \parallel z$, а в плазме существуют сильно вытянутые вдоль магнитного поля неоднородности концентрации с заданным спектром интенсивности n_x^2 . Здесь $\mathbf{x} \perp \mathbf{H}$, \mathbf{x} — волновой вектор неоднородности. При этом в области плазменного резонанса $1 > v > 1 - u$ ($v = \omega_{pe}^2 / \omega^2$, $u = \omega_{Be}^2 / \omega^2$, ω_{pe} , ω_{Be} — плазменная и циклотронная электронные частоты) электромагнитная волна, рассеиваясь на неоднородностях, возбуждает плазменные волны с частотой $\omega = \omega_i$ и волновыми векторами, определенными соотношением пространственного синхронизма $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{x}$, $|\mathbf{k}_p|$, $|\mathbf{x}| \gg |\mathbf{k}_i|$. В результате рассеяния на неоднородностях электромагнитная волна испытывает аномальное ослабление, и в стационарном состоянии ее плотность энергии зависит от координаты z следующим образом:

$$W_i = W_{i0} \exp(-\Gamma(z)), \quad \Gamma(z) = \frac{a}{V_i} \int_{x(z)}^{\infty} n_x^2 dx, \quad (1)$$

где W_{i0} — плотность энергии электромагнитной волны на выходе в возмущенную область, V_i — групповая скорость электромагнитной волны, а $a = \frac{\pi\omega L}{2N^2}$, $L = \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dz}\right)^{-1}$ — масштаб неоднородного слоя плазмы. Уравнение для спектральной плотности энергии плазменных волн на частоте $\omega = \omega_i$ имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (V_z W_{k_{\perp}}) + \nu W_{k_{\perp}} = a \int d\mathbf{x} W_i(z) n_x^2 \delta(\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{x}) \times \\ \times \delta(z - z_c(\mathbf{x})) + \frac{\pi\nu\Delta n^2}{2N^2} \frac{\partial}{\partial k_{\perp}^2} \left[\left(\frac{k_{\perp}^2}{V_{\perp}^2}\right)^2 \frac{\partial}{\partial k_{\perp}^2} \left(W_{k_{\perp}} \frac{V_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{k}_{\perp} \perp \mathbf{H}$, k_{\perp} — поперечная компонента волнового вектора плазменной волны, V_z и V_{\perp} — компоненты групповой скорости плазменной волны, ν — декремент затухания плазменных волн, совпадающий в данном случае с частотой электронных соударений, $\Delta n^2 = \int n_x^2 d\mathbf{x}$ — полная интенсивность неоднородностей плотности, z_c — точка, в которой выполнены условия пространственного синхронизма. В правой части уравнения (2) первый член связан с возбуждением плазменных волн при рассеянии электромагнитной волны в плазменные на вытянутых неоднородностях, второй — с многократным рассеянием на них плазменных волн. Отметим две особенности уравнений (1) и (2) [6].

1) В плавнонеоднородной среде существует однозначная зависимость положения точки синхронизма z_c от величины поперечного волнового вектора плазменной волны $|\mathbf{k}_{\perp}| = |\mathbf{x}|$ и ее частоты ω . Эта зависимость определяется дисперсионным соотношением для плазменной волны при $|\mathbf{k}_z| = |\mathbf{k}_i|$ (см. Приложение) и использована в уравнениях (1) и (2):

2) При достаточно высоком уровне интенсивности неоднородностей осуществляется режим сильной диффузии плазменных волн по спектру волновых векторов вследствие их многократного рассеяния на неоднородностях. В этом случае плотность энергии плазменных волн равномерно распределена в пространстве поперечных волновых векторов на интервале $[0, k_m^2]$ (k_m — максимально возможное значение поперечного волнового вектора, определенное соотношением (П.2)):

$$W_{k_{\perp}} = W/\pi k_m^2, \quad W = \int W_{k_{\perp}} dk_{\perp}. \quad (3)$$

Уравнение для полной плотности энергии плазменных волн W совпадает по виду с уравнением (2) без второго члена в правой части. Решение уравнения для W при $v/V_z \gg \partial\Gamma/\partial z$ (такое неравенство выполнено в условиях ионосферы) с учетом (1) можно записать в виде

$$W = \frac{\pi a W_{i0} e^{-\Gamma(z)} n_x^2(z)}{v \partial z_c / \partial x^2(z)}, \quad (4)$$

Зависимость $W(x(z))$ для степенного спектра неоднородностей

$$n_x^2 = \frac{\Delta n^2 l_{T_{\perp}}}{\pi^2 x (1 + x^2 l_{T_{\perp}}^2)} \quad (5)$$

приведена на рис. 1. Спектр (5) является результатом решения самосогласованной задачи [6]. В (5) $l_{T_{\perp}}$ — поперечная длина теплопроводности, $l_{T_{\perp}} = \rho_e / \sqrt{\delta}$, ρ_e — радиус циклотронного вращения тепловых электронов, δ — доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей. При построении рис. 1 использовались типичные для экспериментов по модификации ионосферы параметры: $W_{i0}/NT_e = 1,6 \cdot 10^{-5}$, $\Gamma_m = a\Delta n^2/V_t = \pi/2$, $\delta = 10^{-4}$, $v = 300 c^{-1}$, $u_t = 0,05$, $L = 80$ км. Здесь Γ_m — полное аномальное ослабление электромагнитной волны, $u_t = \omega_B^2/\omega_i^2$, T_e — электронная температура. На ось абсцисс на рис. 1 нанесены значения $y(z) = x(z) l_{T_{\perp}}$ и $v_t(z) = \omega_{pe}^2(z)/\omega_i^2$. Групповая скорость электромагнитных волн $V_t \sim c/2$ при $v \sim 1 - u$. Как видно из рис. 1, в типичных условиях экспериментов по модификации ионосферы величина W оказывается достаточно большой, чтобы значительно превысить порог индуцированного рассеяния плазменных волн на ионах, что, в свою очередь, должно приводить к интенсивной перекачке энергии плазменных волн в область частот $\omega < \omega_t$. Правая часть уравнения для плотности энергии W плазменных волн должна при этом быть дополнена членом, связанным с откачкой энергии из-за индуцированного рассеяния, и уравнение для W принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial z} (V_z W) + v W = a \int dx W_{i0}(z) n_x^2 \delta(z - z_c(x)) + \\ + W \int_{\omega < \omega_t} \omega(\omega_t, \omega) W_{\omega} d\omega, \quad (2a)$$

где W_{ω} — спектральная плотность энергии плазменных волн, $W_{\omega} = \int W_{\omega, k_{\perp}} dk_{\perp} = \pi k_m^2 W_{\omega, k_{\perp}}$, $\omega(\omega_t, \omega) = -\omega(\omega, \omega_t)$ — матричный элемент взаимодействия волн при индуцированном рассеянии, $\omega(\omega_t, \omega) <$

$\ll 0$ при $\omega_i > \omega$. Кроме того, необходимо включить в рассмотрение уравнение для W_ω :

$$\frac{\partial}{\partial z} (V_z W_\omega) + \nu W_\omega = \omega(\omega, \omega_i) W W_\omega + W_\omega \int \omega(\omega, \omega') W_{\omega'} d\omega'. \quad (6)$$

Процесс индуцированного рассеяния плазменных волн на ионах подробно изучен в целом ряде работ, например, [8-10]. Согласно [8] для W_{ω, k_\perp} из (6) имеем

$$W_\omega = \frac{1}{\delta\omega_s} \left(\sqrt{\frac{2\nu W_{\text{tot}}(z)}{\omega_m}} - \frac{\Delta\omega}{\delta\omega_s} \frac{\nu}{\omega_m} \right), \quad W_{\omega, k_\perp} = \frac{W_\omega}{\pi k_m^2}. \quad (7)$$

Здесь $W_{\text{tot}} = \int W_{\omega, k_\perp} d\omega dk_\perp$ — полная плотность энергии плазменных волн, ω_m — характерное значение величины ω , $\omega_m = \frac{\alpha_m \omega}{NT_e}$, $\delta\omega_s$ — характерный шаг перекачки по частоте при индуцированном рассеянии, $\delta\omega_s = 2x_m k_m V_{T_i}$, V_{T_i} — тепловая скорость ионов, α_m, x_m — некоторые постоянные*. Отметим, что в работах [8-10] рассматривалась одномерная задача и перекачка волн по спектру носила интегральный характер. При равномерном распределении плазменных волн на заданной частоте в k -пространстве имеет место, как показывает расчет матричных элементов, дифференциальная перекачка.

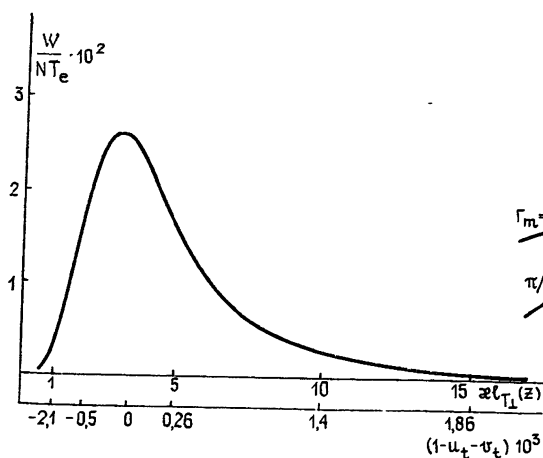


Рис. 1.

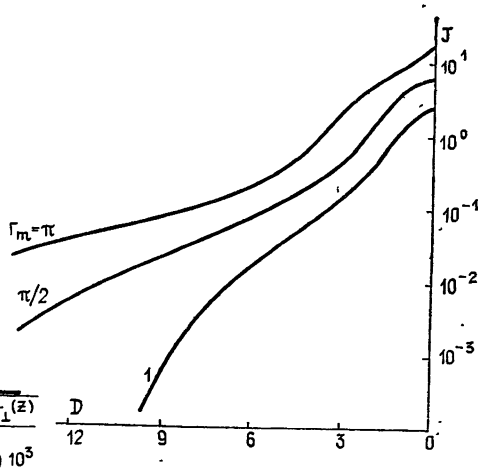


Рис. 2.

Спектр плазменных волн становится сплошным, изменяются значения α_m и x_m , однако вид выражения (7) для W_ω остается тем же, что и в [8]. Из (7) можно определить также ширину спектра плазменных волн

$$\Delta\omega_{\text{max}}(z) = \delta\omega_s \sqrt{2\omega_m W_{\text{tot}}(z) / \nu}. \quad (8)$$

* При расчете матричных элементов предполагалось, что на частоте ω плотность энергии плазменных волн равномерно распределена в k -пространстве по сфере радиусом $k_m(\omega)$. При этом

$$\begin{aligned} \alpha_m = 0,048, \quad x_m = 1,4 & \quad \text{при } T_e/T_i = 1, \\ \alpha_m = 0,06, \quad x_m = 1,6 & \quad \text{при } T_e/T_i = 1,5. \end{aligned}$$

Порог индуцированного рассеяния превышает при $\alpha_m W_{\text{tot}} > (\nu/\omega) NT_e$.

Полная плотность энергии плазменных волн $W_{\text{tot}}(z)$, как следует из соотношений (2а) и (6), по-прежнему определяется выражением (4) и рис. 1.

Из рис. 1 видно, что максимальные значения плотности энергии плазменных волн W_{tot} и, соответственно, ширины спектра $\Delta\omega_{\text{max}}$ достигаются вблизи уровня верхнего гибридного резонанса $v_t = 1 - u_t$. Хорошо известно, что высокочастотные плазменные и электромагнитные волны могут существовать лишь при $v < 1$ ($\omega > \omega_{pe}$). Отсюда следует оценка сверху для $\Delta\omega_{\text{max}}$. При $\omega_{Be} \ll \omega_{pe}$

$$\Delta\omega_{\text{max}} < \omega_{Be}^2 / 2\omega_{pe} = \Delta\omega^* \quad (9)$$

При $\Delta\omega_{\text{max}} \gg \Delta\omega^*$ рассмотрение стрикционной перекачки плазменных волн по спектру в рамках приближения слабой турбулентности (индифферентное рассеяние) становится несправедливым, и для вычисления частотного спектра плазменных волн необходимо учитывать процессы возникновения ленгмюровского конденсата и модуляционной неустойчивости.

3. Вычисление интенсивности электромагнитного излучения, возникающего при рассеянии плазменных волн на вытянутых неоднородностях, проводилось на основе уравнений переноса для спектральной плотности энергии электромагнитных волн:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (V_{t'z} W_{\omega, k_{\perp}'}') &= \int d\mathbf{x}_1 \frac{aV_z}{V_{t'z}} n_{\mathbf{x}_1}^2 W_{\omega, k_{\perp}}(z) \delta(k_{\perp}' - k_{\perp} \pm \mathbf{x}_1) \times \\ &\times \delta(z - z_c(\mathbf{x}, \omega)) - \int d\mathbf{x} a n_{\mathbf{x}}^2 W_{\omega, k_{\perp}'}' \delta(k_{\perp}' - k_{\perp} \pm \mathbf{x}) \delta(z - z_c(\mathbf{x}, \omega)). \end{aligned} \quad (10)$$

В уравнении (10) k_{\perp}' — поперечная магнитному полю компонента волнового вектора электромагнитной волны $|k_{\perp}'| \ll |k_{\perp}|, |\mathbf{x}|$; считается выполненным дисперсионное соотношение для электромагнитной волны: $D(\omega, k_z', k_{\perp}') = 0$. Вывод (10) аналогичен выводу уравнения (2), приведенному в [12]. Отметим, что в уравнениях (1) и (2) не учтены малые члены $\sim V_z/V_{t'z}$, связанные с оттоком энергии из плазменных волн в электромагнитные. Решая уравнение (10) и подставляя в него выражение для спектральной плотности энергии плазменных волн (7), с учетом (4) для спектральной плотности энергии излучения на выходе из возмущенной области имеем

$$W_{\omega, k_{\perp}'}' = \frac{V_z}{V_{t'z}} \frac{\nu N T_e}{\alpha_m \omega_i} \frac{1}{\pi k_m^2 \delta\omega_s} J(W_{t0}, n_{\mathbf{x}}^2, \Delta\omega); \quad (11)$$

$$J = \int_{x_{1\text{min}}}^{x_{1\text{max}}} d\mathbf{x}_1 \frac{a}{V_{t'z}} n_{\mathbf{x}_1}^2(z, \omega) e^{-\Gamma(\mathbf{x}_1(z, \omega))} \times \quad (11a)$$

$$\times \left\{ \sqrt{\frac{2\pi\alpha_m \omega_i W_{t0}}{\nu N T_e} a n_{\mathbf{x}}^2(z, \omega) e^{-\Gamma(\mathbf{x}(z, \omega))}} - \frac{\Delta\omega}{\delta\omega_s} \right\}.$$

Связь $z_c(\mathbf{x}, \omega)$ позволяет при решении (10) заменить интегрирование по высоте z на интегрирование по поперечным волновым векторам \mathbf{x}_1 неоднородностей, при рассеянии на которых происходит возбуждение электромагнитных волн. Пределы интегрирования в (11) определяются из условия существования плазменных волн на частоте ω : $\omega_i - \omega \leq \Delta\omega_{\text{max}}$

(см. Приложение). В выражении (11) κ — волновые векторы неоднородностей, при рассеянии волны накачки на которых происходит возбуждение плазменных волн на частоте ω_t .

Интенсивность электромагнитного излучения, определяемая выражением (11), существенным образом зависит от формы спектра неоднородностей n_x^2 , интенсивности волны накачки W_{t0} , полной интенсивности неоднородностей Δn^2 и отстройки $\Delta\omega = \omega_t - \omega$. Зависимость величины J от частоты $D = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega_s}$ при различных W_{t0} для спектра неоднородностей (5) приведена на рис. 2. На рис. 3 изображена зависимость J от W_{t0} при различных D . При построении рис. 2 и 3 использовалась зависимость, полученная при решении самосогласованной задачи [6]: $\Gamma_m(W_{t0}) = C \left(\frac{W_{t0}}{N T_e} \right)^{2/3}$. Для расчетов бралось значение $C = 2,5 \cdot 10^3$. Остальные параметры те же, что на рис. 1.

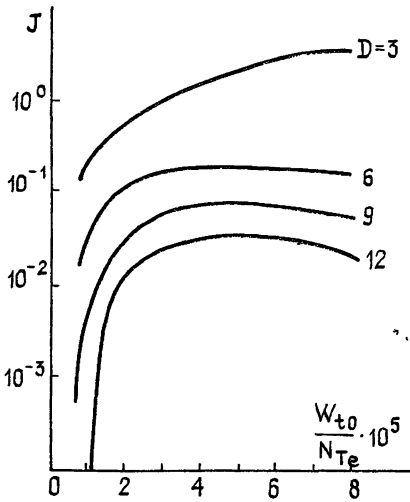


Рис. 3.

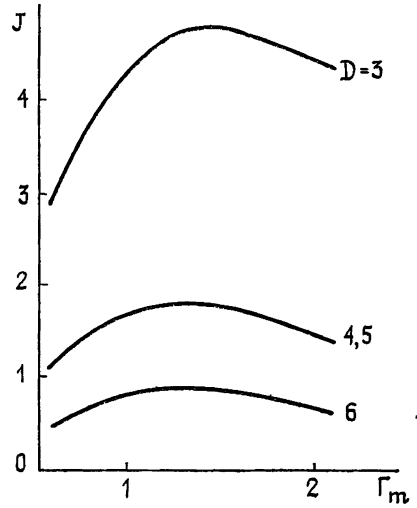


Рис. 4.

Из рис. 2 видно, что интенсивность электромагнитного излучения резко падает в области низких частот, в то же время спектральная интенсивность плазменных волн уменьшается достаточно плавно (см. (7)). Этот факт объясняется тем, что электромагнитное излучение при $\Delta\omega > \delta\omega_s$ возбуждается на крупномасштабной части спектра неоднородностей (см. Приложение) и испытывает сильное аномальное ослабление при распространении через возмущенную область. Отметим одну особенность динамики электромагнитного излучения. Характерные времена развития плазменной турбулентности при заданной интенсивности неоднородностей Δn^2 составляют $\tau_p \sim \nu^{-1}$. Характерные времена развития неоднородностей оказываются гораздо большими $\nu^{-1} \ll \tau_n \leq (\delta\nu)^{-1}$ [3, 6]. Таким образом, динамика развития излучения определяется динамикой спектра низкочастотных возмущений плазмы. На рис. 4 изображена зависимость интенсивности излучения J от $\Gamma_m = (a/V_t)\Delta n^2$ при фиксированном значении интенсивности волны накачки W_{t0} и спектра неоднородностей в виде (5) для различных отстроек D . Если считать, что величина Δn^2 монотонно нарастает во времени до стационарного значения, то рис. 4 иллюстрирует динамику развития электромагнитного излучения. Видно, что даже при фикси-

форме спектра неоднородностей возможно появление максимума в зависимости $J(\Delta n^2(t))$. При увеличении отстройки максимум смещается на более раннее время.

4. В работе вычислена спектральная плотность интенсивности электромагнитного излучения плазмы, возникающего при рассеянии плазменных волн на сильно вытянутых вдоль постоянного магнитного поля неоднородностях электронной плотности. Плазменные волны и неоднородности возникают в результате развития в плазме тепловой параметрической неустойчивости, а широкий спектр излучения обусловлен индуцированным рассеянием плазменных волн на ионах. Отметим, что расчет проводился для некоторой идеализированной модели турбулентности, которая может отличаться по ряду параметров от реальной ситуации. В частности, перекачка плазменных волн по частоте рассматривалась в приближении слабой турбулентности; поверхность, по которой распределены плазменные волны в k -пространстве при возбуждении ТПН [12], заменена сферой; не учитывается процесс индуцированного рассеяния волны накачки на ионах в плазменные волны. В то же время рассмотренная модель позволяет объяснить ряд существенных особенностей экспериментов по наблюдению стимулированного излучения ионосферной плазмы [1, 2].

Сделаем оценки для параметров, близких к условиям эксперимента. Величина шага перекачки составляет $\delta\omega_s \sim 2\chi_m k_m V_{T_i}$. Полагая $k_{mp_e} \sim 1/2\sqrt{3}$, $\rho_e \sim 3$ см, $V_{T_i} \sim 10^6$ см/с, имеем $\delta f_s = \delta\omega_s/2\pi \sim 5$ кГц. Таким образом (см. рис. 2), интенсивность излучения при отстройках $\Delta f \sim 40 \div 60$ кГц на ~ 30 дБ ниже, чем при $\Delta f \sim 5 \div 10$ кГц, что соответствует данным экспериментов [2]. Существенной особенностью рассмотренного механизма является расширение спектра СИ при увеличении мощности волны накачки (см. (8), (4), рис. 2) и, как следствие, более резкая зависимость интенсивности СИ от мощности накачки при больших отстройках Δf (рис. 3). Такие явления также обнаружены экспериментально [2, 14]. Максимально возможные отстройки, согласно (9), для $u_i = 0,05$ составляют $\Delta f^* = \Delta\omega^*/2\pi \sim 120$ кГц.

Согласно выражению (11) полную плотность энергии принимаемого излучения можно оценить следующим образом:

$$W'' = \int W_{\omega, k'_\perp} dk'_\perp d\omega \simeq \frac{\overline{\Delta f}}{\delta f_s} \frac{k'_i S V_z}{k_m^2 V_t} J(W_{i0}, \omega) \frac{\nu N T_e}{\alpha_m \omega_i}. \quad (12)$$

Здесь $\overline{\Delta f}$ — частотная полоса приема ($\overline{\Delta f} \leq \delta f_s$), $k'_i = \omega_i^2/c^2$ характеризует фазовый объем излучения в k -пространстве, коэффициент $S \sim \sim 5 \cdot 10^{-2}$ характеризует угловые размеры возмущенной области ионосферы при наземных наблюдениях, $V_z \sim 50$ км/с. Зависимость $J(W_{i0}, \omega)$ приведена на рис. 2, 3. Согласно (12) и рис. 2, 3 поток энергии излучения на Земле должен быть на $60 \div 70$ дБ ниже потока энергии отраженной от ионосферы волны накачки без учета ее аномального ослабления, что также находится в удовлетворительном согласии с данными эксперимента [2]. На эксперименте [2] был также обнаружен немонотонный ход интенсивности СИ во времени, качественно подобный рис. 4.

Отметим, что каскадная перекачка плазменных волн по спектру в область низких частот должна приводить в рамках предложенного механизма к более быстрым процессам генерации (при интенсивном начальном уровне неоднородностей) и затухания СИ на малых отстройках Δf по сравнению с большими. Это явление, а также сам факт существования плазменных волн с широкой частотной полосой вблизи

уровня верхнего гибридного резонанса в ионосфере к настоящему времени на эксперименте не обнаружены и требуют специальных исследований. Существующие в литературе данные [15] указывают лишь на существование узкополосной (~ 50 Гц) линии плазменных волн с частотой $f \sim f_i$ и волновым вектором $\mathbf{k}_p \perp \mathbf{H}$, $k_p \sim 0,2$ см $^{-1}$.

Предложенный механизм генерации электромагнитного излучения, разумеется, не объясняет всех особенностей СИ, в частности, появления излучения на частотах выше частоты волны накачки. Другие возможные механизмы, например рассеяние плазменных волн на вынужденном ионном звуке, генерация плазменной турбулентности ускоренными электронами и др., обсуждались в работах [1, 13, 16]. Возможно также, что существенную роль в генерации СИ играют распадные процессы, например, с участием нижнегибридных или ионно-циклотронных волн.

В заключение автор благодарит Н. А. Митякова, В. Л. Фролова, С. А. Метелева и А. Н. Караштина за обсуждения, а также В. В. Васькова за ценное замечание.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дисперсионное уравнение плазменных волн в магнитоактивной плазме при $k_\perp \gg k_i$, $u \ll 1$ можно записать в следующем виде [6]:

$$\tilde{k}^4 - 2B\tilde{k}^2 - \tilde{k}_z^2 = 0, \quad (\text{П.1})$$

где

$$\tilde{k}^2 = 3k_p^2 \rho_e^2, \quad k_p^2 = k_\perp^2 + k_z^2, \quad B = \frac{1 - u - v(z)}{2uv(z)},$$

$$u = \omega_{B_e}^2 / \omega^2, \quad v = \omega_{p_e}^2(z) / \omega^2.$$

Из (П.1) можно определить величину k_m — максимально возможное значение поперечной компоненты волнового вектора плазменных волн [6]:

$$\tilde{k}_m^2(z) = \begin{cases} (B+1/2)^2 & \text{при } B \leq 1/2 \\ 2B & \text{при } B \geq 1/2 \end{cases}. \quad (\text{П.2})$$

При вычислении интеграла (11) было пренебрежено слабой зависимостью $\tilde{k}_m^2(z)$.

Условия синхронизма для взаимодействия электромагнитной волны с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}_t \parallel \mathbf{H} \parallel z$, плазменной волны с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k}_p и неоднородности с волновым вектором $\mathbf{x} \perp \mathbf{H}$ имеют вид

$$k_t = k_z, \quad \mathbf{x} = \mathbf{k}_\perp. \quad (\text{П.3})$$

С помощью выражений (П.1) и (П.3) можно определить зависимость величины \mathbf{x} от положения точки взаимодействия z_c :

$$\tilde{x}^2(z, \omega) = B(z, \omega) - \tilde{k}_t^2 + \sqrt{B^2(z, \omega) + \tilde{k}_t^2}, \quad (\text{П.4})$$

где зависимость $B(z)$ определяется зависимостью $v(z)$ в линейном слое:

$$v_i(z) = 1 - u_i - z/L. \quad (\text{П.5})$$

Здесь $v_i = \omega_{p_e}^2(z) / \omega_i^2$, $u_i = \omega_{B_e}^2 / \omega_i^2$, L — масштаб линейного слоя, за начало координат ($z=0$) принят уровень верхнего гибридного резонанса

($v_i = 1 - u_i$) на частоте волны накачки ω_i . Величина dz_c/dx^2 , использованная в выражениях (3) и (11) с учетом (П.4) и (П.5), может быть приближенно записана в виде ($\tilde{\kappa}^2 \gg \tilde{k}_i^2$)

$$dz_c/d\tilde{\kappa}^2 \simeq (\tilde{\kappa}^4 + \tilde{k}_i^2)/\tilde{\kappa}^4 = uL. \quad (\text{П.6})$$

Из (П.6) видно, что $dz_c/d\tilde{\kappa}^2 > 0$, т. е. при больших z (меньших v) рассеяние электромагнитных волн в плазменные и плазменных в электромагнитные происходит на неоднородностях с большими значениями κ . При фиксированном z величина κ в (П.4) существенно зависит от частоты ω , причем $\partial\kappa/\partial\omega > 0$, т. е. с понижением частоты волны рассеяние происходит на неоднородностях с меньшими κ .

Вычисление пределов интегрирования в (11a). Плазменные волны при заданной отстройке $\Delta\omega = \omega_i - \omega$ существуют в области высот

$$z_{\min}(\Delta\omega = \Delta\omega_{\max}(z), \kappa_{\min}) < z < z_{\max}(\Delta\omega = \Delta\omega_{\max}(z), \kappa_{\max}). \quad (\text{П.7})$$

При этом величина $\Delta\omega_{\max}(z)$ определяется выражением (8), величина W_{tot} в (8) определяется соотношением (4) (см. также рис. 1). Величины $\kappa_{\min}(\omega_i)$ и $\kappa_{\max}(\omega_i)$ можно найти, следовательно, из решения трансцендентного уравнения

$$\frac{\Delta\omega^2}{\delta\omega_s^2} = \frac{2\omega_m}{\nu} \frac{\pi a W_{t0} n_{\kappa(z, \omega_i)}^2 e^{1(z \omega_i)}}{\nu dz_c/d\tilde{\kappa}^2}. \quad (\text{П.8})$$

Таким образом, плазменные волны на частоте ω_i , возбуждающиеся при рассеянии волны накачки на неоднородностях с волновыми векторами $\kappa_{\min} < \kappa < \kappa_{\max}$, дают вклад в плазменную турбулентность на частоте ω . Интегрирование в (11a) проводится по волновым векторам $\kappa_1(z, \omega)$, для которых выполнено условие синхронизма (П.2) на частоте излучения ω . Следовательно, для вычисления пределов интегрирования $\kappa_{1\min}$ и $\kappa_{1\max}$ необходимо из выражения (П.4) определить $B_{\min}(\omega_i, \kappa_{\max}, z_{\max})$ и $B_{\max}(\omega_i, \kappa_{\min}, z_{\min})$, вычислить $B_{1\min}(\omega, z_{\max})$ и $B_{1\max}(\omega, z_{\min})$ и затем с помощью (П.4) определить $\kappa_{1\min}(B_{1\max})$ и $\kappa_{1\max}(B_{1\min})$. Аналогичным образом определяется текущая переменная $\kappa(\kappa_1)$ при вычислении интеграла (11a).

ЛИТЕРАТУРА

1. Thide B., Корка Н., Stubbe P. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, № 21, p. 1561.
2. Метелев С. А., Фролов В. Л. — В сб.: Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. — М.: ИЗМИРАН, 1983; Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 4, с. 395.
3. Гетманцев Г. Г., Комраков Г. П. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 621.
4. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1273.
5. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Грач С. М., Терина Г. И. — Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — Горький, 1981, с. 107.
6. Грач С. М., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1973.
7. Grach S. M., Mityakov N. A., Rapoport V. O., Trakhtengertz V. Yu. — Physica 2D, 1981, p. 102.
8. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1974, 14, № 1, с. 36.
9. Альбер Я. И., Кротова З. Н. и др. — ЖЭТФ, 1974, 66, с. 574.
10. Perkins F. W., Oberman C., Valeo E. J. — J. Geophys. Res., 1974, 79, № 10, p. 1478.

11. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 9, с. 1096.
12. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — Физика плазмы, 1978, 4, № 6, с. 1330.
13. Трахтенгерц В. Ю. — Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, № 7.
14. Метелев С. А. Диссертация. — Горький, 1984.
15. Minkoff J., Kugelmaп P., Weissman I. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 941.
16. Stubbe P., Корка Н. et. al. — J. Geophys. Res., 1984, 89, № 9, p. 7523, 28, № 4, с. 395.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
3 мая 1984 г.

ELECTROMAGNETIC RADIATION OF ARTIFICIAL IONOSPHERIC PLASMA TURBULENCE

S. M. Grach

A generation mechanism of electromagnetic radiation of artificial ionospheric plasma turbulence is presented and considered. The radiation occurs in scattering of plasma waves (PW) by geomagnetic field aligned irregularities (FAI). Plasma waves (PW) and FAI occur under the action of powerful radiation (pumping waves) on the ionosphere due to the development of the thermal parametric instability. A wide spectrum of the radiation is explained by the induced plasma wave scattering by ions. The radiation intensity dependence on its frequency and pumping wave power is obtained. The results are in agreement with the data of experiments on observation of stimulated ionospheric radiation.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Гвоздев В. И., Нефедов Е. И. Объемные интегральные схемы СВЧ. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 20 л.

В книге дано систематическое изложение теории и применений объемных интегральных схем (ОИС) СВЧ. Показана логичность и закономерность перевода СВЧ модулей радиоэлектронной аппаратуры на ОИС, представляющих качественно новый этап развития радиоэлектроники. Основное внимание уделено описанию физических процессов, созданию удобных и наглядных эквивалентных схем, методам расчета матриц рассеяния базовых элементов ОИС, используемых в системах автоматизированного проектирования ОИС СВЧ.

Для научных работников и инженеров-проектировщиков СВЧ техники, радиофизиков, специалистов по вычислительной математике и электродинамике, а также аспирантов и студентов старших курсов радиофизических и радиотехнических специальностей.

Демтрёдер В. Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента: Пер с англ. / Под ред. И. И. Собельмана. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 45 л.

Книга представляет собой наиболее полное в мировой литературе руководство по современной лазерной спектроскопии. В ней описаны практически все существующие методы линейной и нелинейной спектроскопии, современные спектральные приборы, приемники света и разнообразные типы лазеров, способы получения перестраиваемого когерентного излучения. Изложение принципиальных основ каждого из методов дополняется примерами конкретных схем эксперимента, а также анализом областей применения.

Для научных работников, инженеров, а также аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в различных областях, где используются лазерные методы измерений.